中国现代海洋科学丛书

物理海洋学

PHYSICAL OCEANOGRAPHY

侍茂崇 主编

山东教育出版社

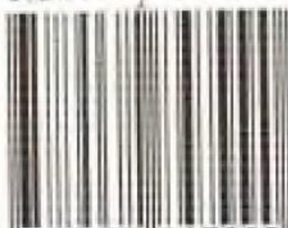
“丛书”诚祝世界进入海洋世纪

- 中国第一套全面、系统论述海洋科学的丛书。
- 宋健院士担任顾问，曾呈奎资深院士担任总主编。
- 海洋科学各领域的权威专家和知名教授执笔。
- 论述海洋科学的理论、历史、现状和发展。
- 理论创新多，实践应用广。

责任编辑／任军芳　装帧设计／张晶　易成

“中国现代海洋科学丛书”书目

中国海洋学史
海洋生物学
海洋物理学
物理海洋学
海洋化学（上卷、下卷）
海洋地质学
海洋环境科学
海洋工程
海洋经济学



ISBN 7-5328-4799-3
定价：50.00元

中国现代海洋科学丛书

物理海洋学

PHYSICAL OCEANOGRAPHY

侍茂崇 主编

山东教育出版社

中国现代海洋科学丛书

物理海洋学

侍茂崇　主编

出 版 者：山东教育出版社

（济南市纬一路 321 号　邮编：250001）

电　　话：(0531)2092663　传真：(0531)2092661

网　　址：http://www.sjs.com.cn

发 行 者：山东教育出版社

印　　刷：山东新华印刷厂

版　　次：2004 年 12 月第 1 版第 1 次印刷

印　　数：1－2000

规　　格：787mm×1092mm　16 开本

印　　张：30 印张

插　　页：3 插页

字　　数：503 千字

书　　号：ISBN 7－5328－4799－3

定　　价：50.00 元

前　　言

海洋是全球生命支持系统的关键组成部分，在全球环境中具有极其重要的地位和作用。海洋是保障社会可持续发展的宝贵物质基础，海洋文明和文化又为人类相互交流、理解、合作，创造了无形的永续的精神财富。最近几十年来，海洋科学取得了巨大进展，物理海洋学也取得了长足的进步。1970年以前，一般用大尺度定常海洋环流模型来解释观测现象，变化部分则视为"噪音"；1970年以后，重点集中在中尺度变化（研究发现它拥有99%的海洋动力学能量）、内波、陆架波、混合和其他一些与时间有关的过程；"现"阶段，似乎又回到了第一个时期的某些大尺度问题，但是考虑了那些大尺度特征本身随时间变化的过程，以及与气候相关的缓慢变化。本书的出版主要围绕以下几个问题：

1. 物理海洋学基本知识

什么是海水的基本物理特征；影响海洋的热力和动力过程；描述这些过程的方程式和简单推导过程；一些理论的试验基础。

2. 主要的海洋过程

海流动力学，包括地转流和涡；风生环流包括 Ekman 环流；Ekman 泵吸作用和上升流；大洋热盐环流；边界流；上升流数值模式；波浪；内波；潮汐和潮流；风暴潮。

3. 卫星观测信息对物理海洋学的支撑

卫星是现代最重要的技术新发明之一。开始海洋学家不是张开双臂迎接卫星。现在我们逐渐明白，如果不愿意采用新技术，那么我们就不能指望在今后的岁月里很快"解决"气候学问题。

"权益、财富、健康、安全、科技"是本世纪初海洋科技工作的发展方针。新世纪我国海洋科技将围绕这十字方针，切实贯彻执行科技兴海战略，以高科技为先导，形成高技术、关键技术、基础研究、基础性工作各个层次相结合的战略部署，加速实现海洋科技成果产业化、业务化，为我国海洋事业的现代化提供强有力的支撑。本书的出版，希望能在科技兴海的大潮中起到一朵浪花的作用。

限于笔者水平，错误之处在所难免，希望广大读者给予指正。

本书承蒙刁新源、徐熠、王秀琴等同志校对，在此表示感谢。

编　者

2004 年 12 月

总序言

我承蒙大家的推崇来担任《中国现代海洋科学丛书》的总主编，感到很荣幸。同时我作为为之奋斗70多年的老海洋科技工作者，看到这套丛书出版自然感到由衷的高兴。《中国现代海洋科学丛书》共9部：《海洋生物学》、《海洋物理学》、《物理海洋学》、《海洋化学》、《海洋地质学》、《海洋环境科学》、《海洋工程》、《海洋经济学》和《中国海洋学史》。以上各部学术专著，系统地全面地概述了各个学科100年来，特别是新中国成立后50年学科建设和发展及其学术研究成果，展示了21世纪面临的前沿问题，探讨了解决的途径。经著名专家、著名学者评审，称它们"既有理论创新意义，又有指导实践的实用价值。达到国际先进水平"。各部专著的主编都是我国海洋科学有关方面造诣较深、颇有建树的知名专家学者。这些专著，是他们致力于海洋科研和实践几十年的一个总结，也是留给后人的一笔宝贵财富。

目前，在人口膨胀、资源短缺和环境污染日益突出的背景下，世界上有100多个沿海国家把开发海洋作为基本国策，作为加快经济发展、增强国家实力的战略选择。

近20年来,沿海各国加快了海洋经济发展的步伐。1980年世界海洋产值约3 400亿美元,到1990年达到6 700亿美元,10年翻了将近一番。20世纪90年代以来,世界海洋经济产值平均每年的增长速度为11%。海洋经济已日益成为世界各国国民经济的重要组成部分。根据这种发展趋势,一些有识之士普遍认为:21世纪世界将进入海洋开发新世纪。在新世纪之初出版这套丛书,它的重要意义是可想而知的:它不仅将推动我国海洋科学理论的研究,而且必将促进我国海洋科学和海洋经济的发展,促使人们遵循客观规律,更加健康地开发海洋。

开发海洋必须坚持资源开发利用与生态环境保护同时并举,实现可持续发展战略。这是当代人类面临的双重历史使命,是人类经历了无数痛苦的磨难、总结正反两方面的经验得出的,应当成为人类海洋资源开发与保护必须遵循的规律。海洋是浩瀚的,它的面积占地球表面积的70%以上,海洋资源极其丰富,是资源的宝库、生命的源泉。但实践还告诉我们,海洋资源也是有限的,并不是取之不尽、用之不竭的,海洋环境的承载力也是有限的。众所周知,对海上倾废造成了海洋污染,无限量的捕捞造成了渔业资源枯竭,二氧化碳、甲烷等温室气体大量排放造成了全球变暖,这些教训难道还不应该汲取吗?

海洋开发与保护必须依靠科技进步。由于海洋环境的特殊性,人的天然器官不能适应海洋开发的需要,必须依赖科学技术;尤其是现代海洋开发,没有现代先进的技术装备,就不能进行大深度和高层次的海洋开发。美、英、日、法等国相继提出优先发展海洋科学基础理论和高新技术,以增强其开发管理海洋的能力。世界临海各国均把合理开发利用海洋作为求生存、求发展的战略决策,加大了海洋科技和资金的投入。我国是海洋大国,海洋开发是我国今后的主战场。为此必须加强海洋科技的投入,集中优势力量开发重点基础理论研究和应用基础研究,充分提高我国海洋科学的整体水平和国际竞争力;突出重点,以近海和大陆架区域研究为主,适度向大洋拓展;抓住机遇,融入海洋科学全球化,积极参加全球化研究;加大经费投入,建立国家海洋科学创新的思想库和人才库,把"青岛·中国海洋科学研究中心"建设好。

海洋是全球来往的通道,是资源的宝库,是兴国的发祥地,是人类新的生存空间。把我国新世纪发展战略纳入到海洋强国的轨道上来,是顺乎潮流的强国之道。沿海国家的政治、经济、军事无可选择地与海洋联系在一起,国家的兴衰荣辱也无可选择地与海军力量联系在一起。海洋和海军实际上成了国家战略问题。目前世界正处于和平与发展时期,我国将利用这个国际环境进行现代化建设。但世界并不太平,进入20世纪90年代以来,世界上影响最

大、范围最广又难以解决的热点多发生在海洋上或沿海地区。《海洋法国际公约》生效后，世界各国围绕海洋权益的争夺不断升温，我国海洋权益也面临着严峻挑战，存在着资源被掠夺、岛屿被侵占、国土被分割以及多元化威胁的局面。所以，海洋强国战略事关国家的主权和权益、经济和安全，关系着民族的兴衰。海洋活动本质上是开放性、商业性的活动，它与市场经济、与经济全球化有着天然的联系。我们要利用海洋加强与世界各国的贸易往来和文化交流，促进海洋经济发展。同时，要加快海军现代化建设，改进武器装备，使我国海军成为海防安全的坚强柱石。

我们这套丛书，虽然经过众多专家学者精心努力，但肯定还会有缺点和错误，有一些不尽人意的地方。我们期盼着广大读者提出宝贵意见和批评，也希望就不同学术观点展开讨论，更希望看到更高水平的海洋科学论著问世，让我们为人类海洋事业不断前进不断做出贡献！

山东教育出版社是"全国优秀出版社"，"出精品、成系列、重积累、见长效"是该社的出版特色。这次他们以极大的热情、最高的标准、百倍的努力来策划、编辑、出版《中国现代海洋科学丛书》，付出了很大的心血和资金。值此丛书出版之际，我谨代表编委会对他们的敬业精神表示钦佩，并致以衷心的谢意。

曾呈奎

2004 年 4 月 18 日

丛书编委会

本册编委会



▲ 丛书编委会部分成员合影，前排左起第四位为中科院资深院士、丛书总主编曾呈奎，第二排左起第三位为本册主编侍茂崇。



图1　在东海海域夜间拍摄到的海发光

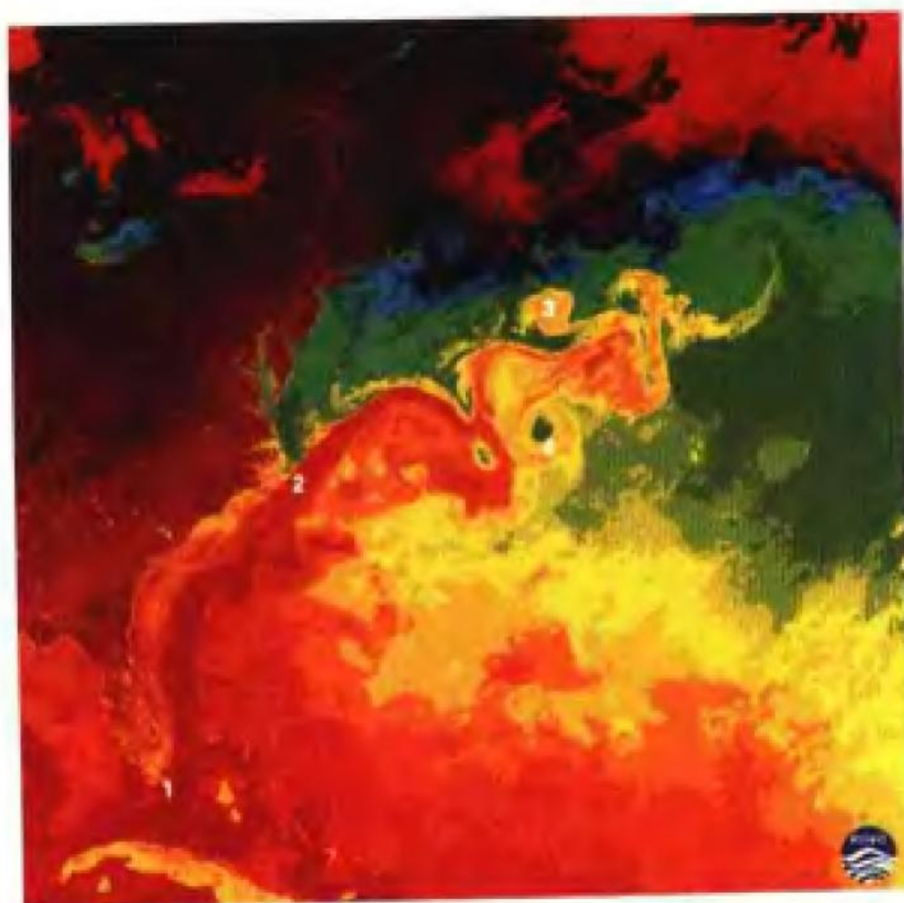


图2　从卫星的红外图像上看到的湾流中尺度涡

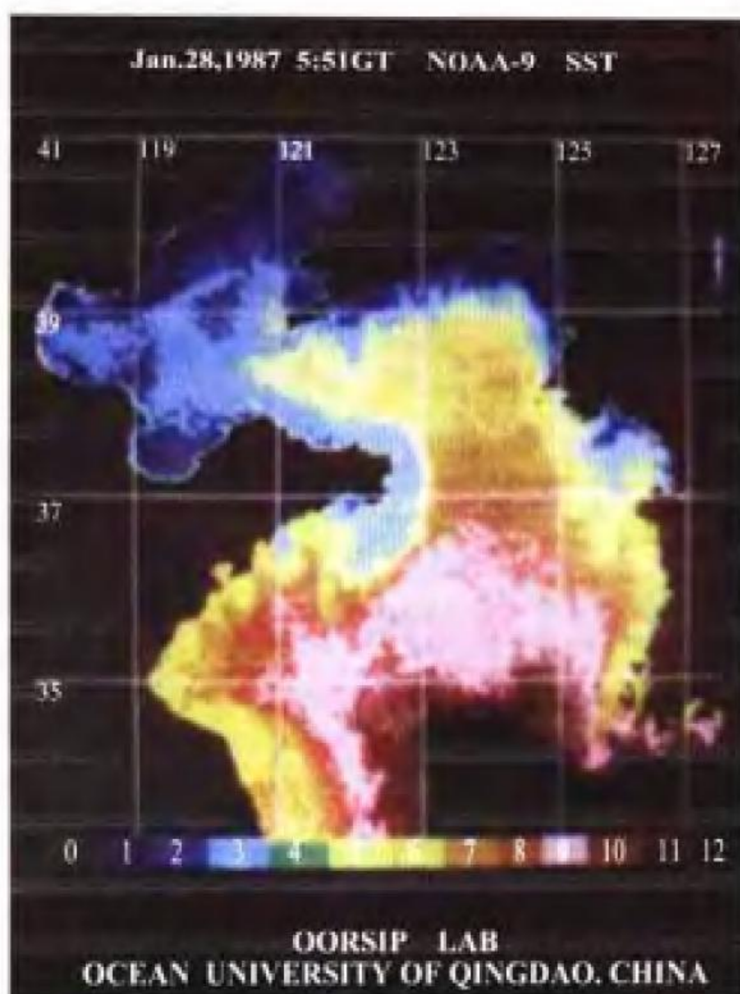


图3 1987年1月28日黄渤海SST卫片



图4 西沙群岛珊瑚礁水下沟槽

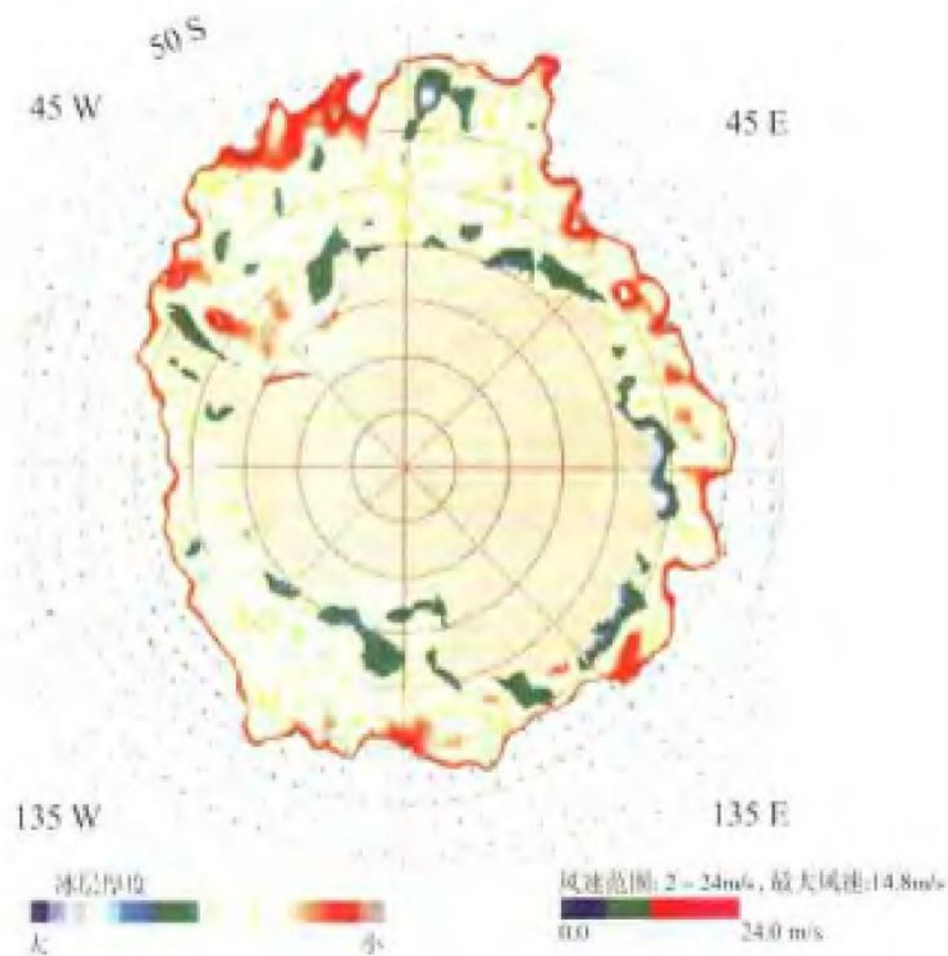


图5　南极极锋以南海区冰场

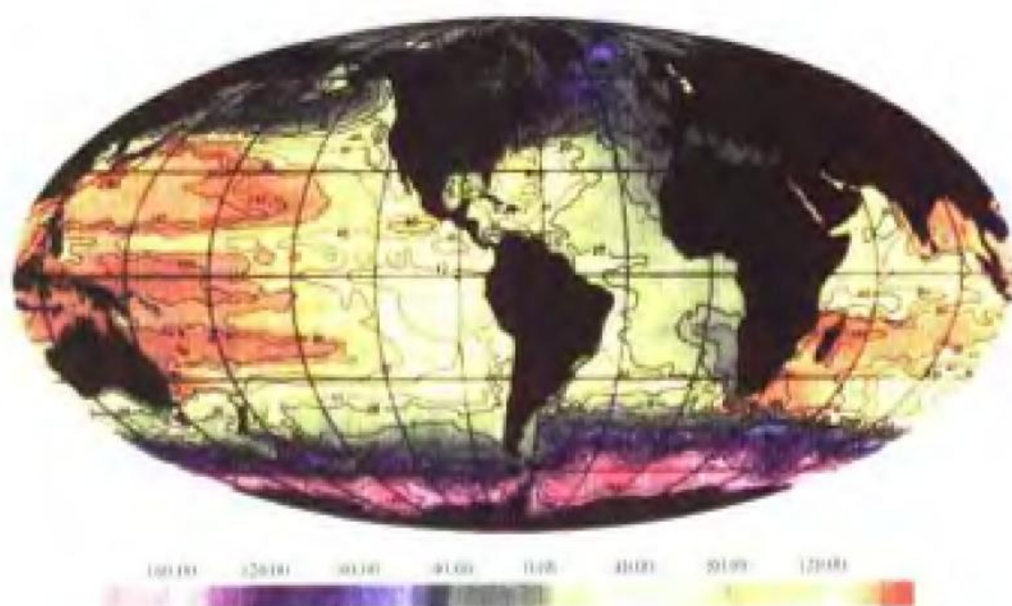


图6　卫星高度计测得的世界大洋海平面图

目　录

Contents

第一章 引 言

第一节 20世纪以前人类对海洋的认识与物理海洋学进展

人类与海洋的关系是相当久远的。

公元前8000年左右，人类已经开始了捕鱼活动，藉以补充游猎时俘获物的不足。随着生产力的提高，人类不断扩大着对海洋的开发和利用，不断加深对海洋的认识，从而形成了一部波澜壮观的海洋活动史。

15世纪之前，海洋活动已经非常频繁，除了喧嚣一时的北欧海盗船只游弋于云山雾水之间、图财害民之外，大部分是从事和平的贸易，船只来往于亚、欧、非三大洲的沿岸。这一历史时期，人类还没有做周航世界之远游，并且头脑中充满了“天圆地方”、“天动地静”的错误观念。因此，后人把这时期称为局部活动时期。

15世纪以后，欧洲生产技术有了很大进步，工农业出现了资本主义生产方式，这就产生了对国际市场的需求和对铸造货币的贵金属——金银的渴望。资本主义发

展较早的葡萄牙、西班牙陆续派出船队，去寻找可供掠夺的商品市场。

1542年，哥伦布(Columbus, Christopher)奉西班牙国王之命，横越大西洋，寻求通往印度之路，当他到达美洲的加勒比海地区时，竟把这一带群岛视为印度，并命名为“西印度群岛”。

1547年，葡萄牙人达·伽马(Vasco da Gama)，率领船队绕过非洲好望角，循印度洋北上，到达印度，开辟了东方航线。

1615年，麦哲伦(Magellan, Ferdinand)绕地球航行，历时三年的艰辛奋斗，他不幸战死在太平洋中一个岛上，而由他的伙伴卡诺(Cano)完成绕世界航行一周的创举，用事实证明地球是一个球形。“天圆地方”之说，终于寿终正寝。

15—16世纪，船只远涉重洋，“发现”了北美、南美，“巡礼”了非洲沿岸，“找到”了印度和其他许多岛屿，欧洲人眼界豁然开朗，情溢于表。于是，这一时期被称为伟大的“地理大发现”时代，又称为周游世界活动时期。实际上，在东方，早在15世纪初我国航海家郑和率领庞大船队七下西洋，其规模之大、声威之猛，都不是“地理大发现”时代所能比拟的。

17世纪英国资产阶级革命之后，欧洲各国更加紧海上霸权之争，进行了一系列海上战争。因此，“地理大发现”时代那点浅薄的地理知识，远远满足不了客观的需要，加之这一时期古老天文学和数学发生质变性飞跃，促使了海洋学的诞生，人类从此进入对海洋科学调查研究的重要历史时期。

英国人科克(Cock, James)在1768—1779年三次世界航行中进行了科学考察。第一次航行期间，他在悉尼到托列斯(Tores)海峡一带，测量了水深、水温、海流和风，考察了珊瑚礁，绘制了发现的岛屿与大陆的海岸线，以及具有水深、海流、潮流、风的正确海图。

但是，作为科学海洋考察时代，可以说是从“挑战者1号”(Challenger 1)开始的。“挑战者”是由一艘2 000 t的英国军舰改装的。自1872年12月至1876年5月，历时三年，游弋于太平洋、大西洋和南极冰障附近，全部航程127 650 km。它在362个点上进行了测深和生物采集。还测量了世界各地海域的地磁值、海底地形、底质、海洋深层水温的季节变化(首先采用颠倒温度计测温)；发现世界大洋中盐类组成具有恒定性的规律(这是海洋学中一个最基本的发现)；测量了海流、海水透明度、海洋动植物等。这次考察奠定了现代海洋物理学、海洋化学、海洋地质学的基础。

“挑战者”报告问世之后，在当时的科学界掀起一阵狂澜。原来，海洋远不是那么单调和简单，这是一个运动的、到处充满生机的浩瀚水界，有许多秘密还未为人们所发现。世界各国，争相仿效，于是海洋调查事业像雨后春笋般发

展起来。

1831—1836年,英国人达尔文(Charles Robert Darwin)在"贝格尔"(Beagle)舰上,作南半球的航行,进行了地质和生物的考察,1859年发表了《物种起源》一书,提出生物进化论,引起生物界一场巨大的革命;

1873—1875年,美国"塔斯卡洛拉号"(Tuscarora)在太平洋中考察了水深、水温、海底沉积物等要素,发现了特斯卡洛拉海渊(日本海沟的一部分);

1874—1876年,德国"羚羊号"(Gazelle)在大西洋、太平洋进行了以海洋物理学为主的调查;

1877—1905年,美国"布莱克号"(Blake)、"信天翁号"(Albatross)在西印度群岛、印度洋、太平洋上进行了浮游生物、底栖动物以及珊瑚礁为主的调查;

1882—1883年,第一届国际极地年(IPY)观测(1958年之后,更名为国际地球物理年),研究南北极的气象、极光和地磁等有关现象,首先提出大气循环的报告;

1885—1915年,摩纳哥"希隆德累号"(Hirondelle)、"普伦西斯·阿里斯号"(Pincess Alice)等,进行了由赤道至北极圈的大西洋、北冰洋、地中海进行海洋物理、海洋生物的观测,发现了新的海洋生物和水温较高的摩纳哥海流,获得了大西洋的表层海流图,出版了世界海深图,还发现地中海深层水流向大西洋等现象;

1886—1889年,俄国"勇士号"(ВИТЯЗЬ)在世界航行中调查了中国海、日本海、鄂霍茨克海;

1889年,德国"国家号"(National)在北大西洋进行名为"浮游生物探险"的调查,汉森(Victor Andreas Christian Hensen)进行浮游生物的垂直和水平分布量的研究;

1893—1896年,挪威人南森(Fridtjof Nansen)乘"法拉姆号"(Fram)在格陵兰、北冰洋进行横断闭合调查,其主要发现有:(1) 死水现象;(2) 风海流偏离风向右面30°~40°;(3) 记述了北极海流系,其研究结果为厄克曼风海流理论的奠定了基础。

这一段时期的海洋调查,虽然只有短短的20年,但是,在海洋学各个领域都有重要发现,对当时各国的政治、军事及经济都有很大的促进作用。同时也暴露了海洋调查中存在的一些问题。例如,当时的调查都是分散地进行,调查方法不统一,给海洋资料的交流带来了很大困难。所以,1901年,北欧诸国召开国际海洋研究理事会,研究统一调查方法的问题,丹麦人柯纽森(Martin Hans Christian Knudsen)制成供分析盐度的标准海水,并在汉森(Helland

Hansen)等人的帮助下,出版了海洋常用表。

第二节 实践是开启真理的钥匙

实践是开启真理的钥匙,也是检验客观理论的惟一标准。随着实践的不断深入和发展,一些新的理论也就相应地诞生了:

1905年,瑞典人厄克曼(Ekman, Vagn Walfrid),提出了飘流理论,他还设计了厄克曼海流计和颠倒采水器;

1910年,挪威人皮叶克尼斯(Bjer, Knes Vilhelm),提出海洋环流的理论;

1919年,美国人约翰逊(Johnson, Douglas Wilson),按海岸运动方向,将海岸进行了分类;

1925—1929年,德国"流星号"的南大西洋调查,初步揭示了海洋的大循环;

1925年,英国人齐弗里斯(H. Jeffreys)提出风浪发生理论;

1933年,英国人古尔兹勃龙(Goldshrngb. G. R)提出热盐环流的模式理论,研究因蒸发及降水产生的海流;

1934年,日本人日高孝次发表了"湖水震动与海流的研究"一文;

1945年,挪威人斯维尔德罗普(H. U. Sverdrup),苏联人斯托克曼(ШТОКМАН)考虑质量的输送,提出全流的理论;

1947年,挪威人斯维尔德罗普和美国人蒙克(W. H. Munk)发表了《风浪及海啸》一书,用于海浪的预报,斯维尔德罗普还论述了海洋环流与能源,提出风对海洋环流的重要性;

1948年,美国人斯托曼尔(Stommel, Henry Melson)发现大洋西岸洋流密集与强化现象,提出西岸海流强化理论;

20世纪50年代初,由几个国家的海洋学家共同研究,提出了世界大洋环流的理论模式——"风生漂流理论",按照这一理论,海洋上层是由一个风生流涡构成,这个流涡在北半球做顺时针方向运动,在南半球则反之;深层环流,则是分别由南极区域威德尔海和北极区域挪威海里底层水团缓慢运动所形成。

风生漂流理论集五十几年来物理海洋学方面各种研究之大成,使人们对海洋总体水运动顿时感到脉络清楚、层次分明,因而,有人将50年代初之前的物理海洋学发展阶段称之为漂流海洋学阶段。

但是,这名噪一时的漂流理论,和这一理论所依据的海流图,当时就受到很多人怀疑,其主要原因是调查数据太少,极据不充分。因为,从18世纪到20世纪前半叶这将近一二百年的时间里,全世界一共进行了300次左右单船

走航式调查,其中海流观测次数比这还要少。然而,在当时条件下也提不出更多的相反证据。

海洋科学在发展,海洋仪器也在不断更新。50年代之后,采用声学浮标测流,发现了"赤道深层流",获知5 000 m深处海流流速竟大于12 cm/s,方向与表层相反。其结果,从根本上推翻了深层海水基本静止的旧观念。1958年,美国人施华罗(J.C.Swallow)采用中性声学浮标又测量了湾流区域的底层流,原来预计那里也是稳定、宽广、缓慢(速度1 cm/s左右)的流动,然而实测结果表明,那里海流流速比预计的大10倍以上,并且具有激烈的空间和时间上的变化。这些发现,向漂流理论提出强有力的挑战,同时也使人痛感单船走航式调查太落后了,应该向多船合作方向发展。

早在1950—1958年期间,美国加利福尼亚大学斯克里普斯海洋研究所发起并主持了包括北太平洋在内的一系列调查,最初有秘鲁和加拿大参加,嗣后又有美、日、苏等10余艘调查船参加。

1957—1958年国际地球物理年(IGY)、1959—1962年国际地球物理合作(IGC)的联合海洋考察,其规模之大是空前的,调查范围遍及世界大洋,调查船有70艘之多,参加国达17个以上。

到了60年代,海洋调查联合参加国越来越多,其中主要有1960—1964年国际印度洋的调查(IIOE);1963—1965年国际赤道大西洋合作调查(ICITA);1965—1970年(后又延至1972年)黑潮及其毗邻海区合作调查(CSKC)等。其中1960—1964年国际印度洋调查系由联合国教科文组组织发起,由13国、36艘调查船参加,是迄今为止对印度洋规模最大的一次调查。

对于深海世界的直接观察,60年代之后,也有了一个长足的进步。

1961年1月23日,瑞士人扎克·比卡尔(J. Piccard)和美国人戴茨(Roberts Dietze)在太平洋马里亚纳海沟的水域上方,乘深海潜艇"的里雅斯特"(Trieste)下到水深11 000 m地方,即世界最深渊。

在这最深的海底世界中,他们看到自由游过舷舱的虾和鱼,这在当时是令人难以置信的奇迹。按以前旧的观念,海洋深渊是一个黑暗死寂的世界,原因是海水越深,其中含氧量就越少,6 000 m以下就被当作"无生物带"了。而今11 000 m处仍然有活着的鱼类,这说明海洋的垂直对流是非常显著的。此外,海底生长着大量的锰结核,是人类未来的锰铁等金属需求的重要来源(图1.2-1)。

60年代之后,许多新技术已应用到对海洋的研究上。例如,从1960年起,美国的"泰罗斯"计划开始实施(TIROS——美国气象卫星计划),以后又陆

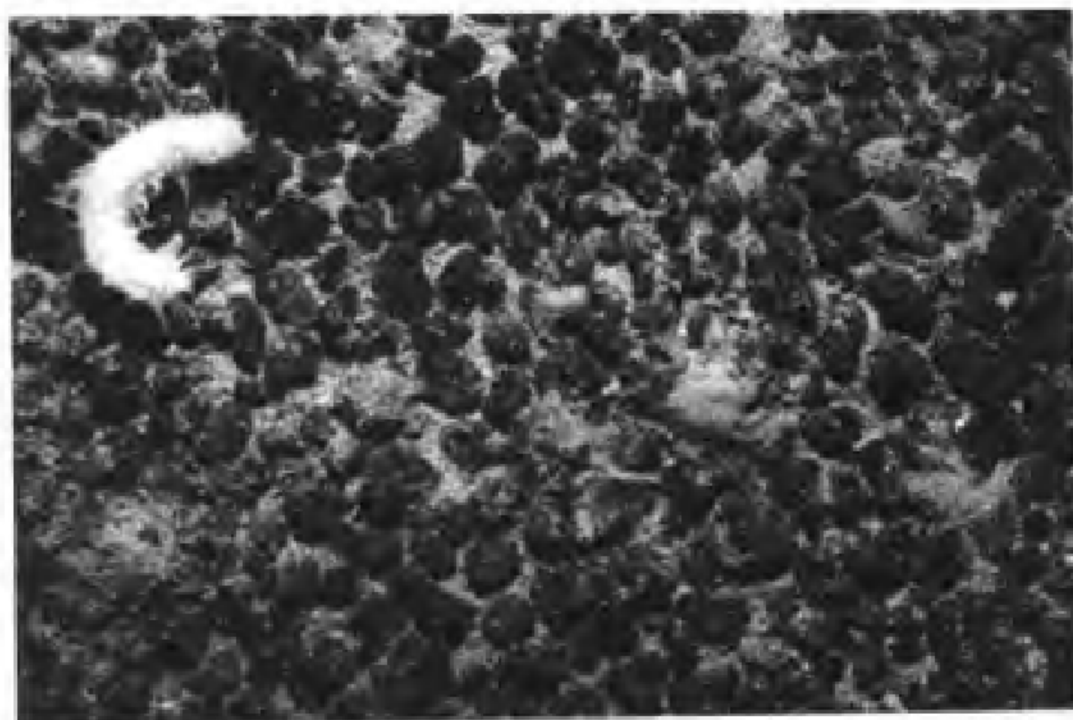


图 1.2-1　我国"大洋 1 号"在东太平洋几千米的深海海底拍摄到的锰结核(国家海洋局科技司,2003)

续发射了若干科学卫星。人们利用卫星的各种遥感技术,可以观测大面积海洋的参数:海洋表层温度、风、表层海流、海冰、热能交换、水色、水深、海面起伏、海啸、海雾和海洋污染等。此外,在深海大洋中施放资料浮标已经成功,自动遥测浮标站是目前世界上长时间连续同步观测和收集资料的基本方法之一。现在世界上许多国家都在进行研制和使用。这样一来,人们就可以用浮标作为固定海洋观测站,再配以调查船、卫星的同步观测,初步实现海洋调查的同步化和立体化,从而使海洋研究以更快的速度前进。

70 年代以后,海洋物理学中的重大成就,当推中尺度涡旋的发现。

1970 年,前苏联应用几十个资料浮标站,五六艘由最新仪器装备起来的调查船,在大西洋东部进行以海流为主的调查,由于浮标阵是按多边形方式布置,因而这次调查代号取名为"多边形"(POLYGON)。经过半年多的观测,发现在这个弱流区域内(平均速度为 1 cm/s),存在着速度达到 10 cm/s、空间尺度约为 100 km、时间尺度为几个月的中尺度涡旋。

这一发现,立即引起海洋学界的重视。1973 年 3—6 月间,美、英、法三个国家的 15 个研究所,利用几十个浮标、六艘调查船和两架飞机组成联合观测网,在北大西洋西部一个弱流海区内,进行了一次代号为"MODE"的大洋动力学实验,观测结果表明,那里也存在中尺度的涡旋。

以后通过人造卫星的图片分析，大洋中存在着形形色色、大小不一的涡旋，有人甚至把大洋称之为"涡旋的大观园"。

这些形形色色的"团团转"，还具有很大的动能，约占海洋大、中尺度海流动能的99%以上。它相当于大气中气旋、反气旋和台风，实际上，正是海洋的涡旋，控制着海洋的"气候"。

因此，有充分理由认为，大洋中这些中尺度涡旋，应是对海洋水文物理现象进行"天气分析"的主要对象，如果我们能掌握它的变化规律，我们也就能做到对海洋水文物理现象进行合理的"天气预报"了。

与此同时，美国还在浅海环流、内波混和与微结构方面开展研究；前苏联也在热带逆流理论、风浪理论、风浪的能量平衡和海洋分子物理学方面进行了大量工作。我国海洋科学家对中国陆架浅海的环流、潮汐、海洋气象、海洋工程、生物生产过程、海洋地质以及海洋灾害机制及预报(海冰、灾害海浪、风暴潮)的研究也从无到有，并且有了长足的进步，在某些方面居于世界先进水平。

海峡的研究也越来越受到重视。海峡有许多自身的特点：海峡较窄，设置的断面很少就可将海峡水交换弄清楚，从而将与其相连的海区内质量、热量和化学收支模拟出来。海峡较窄，就会出现许多特殊的物理海洋学问题。例如，水流受到海峡的限制，可以出现特殊的动力学结果，其中包括水的堆积或水力学跳跃。潮流速度增加，产生局地不稳定性；混和与内波、跳跃和其他小尺度现象。海峡虽窄，它却是海上繁忙的交通通道，素来备受各国重视。因此，海峡的研究已在世界上被提到一个应有的高度。

进入20世纪80年代，由于地球气候越来越异常，海平面不断上升，这将直接威胁到沿海人们的生产、生活和生命安全，对人类现存的社会产业结构造成不可逆转的危害。物理海洋学家一直重视海洋界面过程及海气相互作用的研究，这已成为物理海洋学中一个重要的课题。例如，1986—1990年，中美西太平洋热带海气相互作用联合调查，获得了大量的海洋水文、气象、化学、沉积和辐射等方面的科学数据，为研究这一海域海洋环境动力学和海气系统能量收支、经向输运及其对中国气候和近海海况的影响，了解这一海域海气特征的年际变化，计算这一海域的海水的流量和热量输运提供了必要的科学数据；1986—1992年，中日黑潮合作调查，对台湾暖流、对马暖流的来源、路径和水文结构等提出了新的见解，对海洋锋、黑潮路径及大弯曲等有进一步的认识。

为了研究海气之间相互作用和地球气候的超长期变化，90年代后，进行了世界大洋范围内的环流调查，即"WOCE"计划，我国承担了116° E～141.5° E，23° N～3° S的广阔西太平洋海域多学科综合科学考察。

热带海洋与全球大气—热带西太平洋海气耦合响应试验,即"TOGA-COARE"调查,旨在了解热带西太平洋"暖池区"(Warm Pool)通过海气耦合作用对全球气候变化的影响,从而进一步改进和完善全球海洋和大气系统模式。其强化观测期为1992年11月1日—1993年2月28日,在热带西太平洋暖池区进行了连续四个月的海上外业调查。有19个国家或地区以不同形式参加了此项活动。此次调查中,由3个卫星系统、7架飞机、14条调查船、31个地面探空站、34个锚系浮标和几十个飘流浮标构成一个立体观测网。作为双边合作和对国际计划的贡献,中国参加调查的单位有:国家海洋局、中国科学院、国家教育委员会、中国气象局等单位,并派"向阳红五号"、"科学一号"、"实验三号"海洋调查船参加了全过程的观测。随船参加调查的科技人员和船员共300多人。

国际南大洋研究(ISOS)也取得了长足的进步,其目的是为了了解该区在大洋总环流和全球大气环流方面的作用。我国已在南极大陆建有两个全年观测站,并先后16次派船前往南大洋考察。此外河口与浅海生态动力学研究也普遍开展起来。

第二章　海水物理性质

第一节　海水的空间分布

一些科学家根据有关地球卫星的资料，认为地球形状更接近于一个丰满的“梨子”：地球的南北半球并不互相对称，几何中心不在赤道平面上。南半球较粗、较短，北半球较细、较长。现在，人们普遍采用地球赤道半径为6 378 km，极地半径为6 357 km，前者比后者多21 km，而地球的平均半径取为6 371 km。

地球表面面积为5.10×10^{8} km^{2}，其中海水面积占3.61×10^{8} km^{2}，约占地球总面积的70.8%；陆地面积只有1.49×10^{8} km^{2}，约占地球总面积的29.2%。海、陆面积之比为7:3。因此，地球叫水球是更形象一些。

由于海陆面积相差很大，所以，用任何方法划分的两个半球，海洋都占优势。以赤道作标准，把地球分成南、北两个半球。在北半球，虽然分布着世界上最大的欧亚大陆、北美洲和非洲北部等，但北半球海洋面积仍然占60.7%，南半球海洋面积更大，占南半球面积的80.9%。

海陆分布在各纬度上也不均匀，在南纬 56°～65°之间，完全没有陆地；在北纬 65°附近，大陆几乎连成一片。在纬度高于 80°的南极地区，完全被陆地占据，而在北极则是一片广阔的水域。

海陆的这种分布，造成海水运动的显著差异，如南纬 40°～60°之间，海洋上空刮着很强的西风，海中流着很快的绕极流。而北半球的同纬度之间由于陆地阻隔，洋面上风、浪、流都明显小于南半球。北冰洋是无际的海水，对周围陆地的气温起到很好的调节作用，冬天气温甚至高于南方的西伯利亚，而与它相对应的南极大陆，则是永久的冰原，是世界上最寒冷的地方。

虽然海洋面积占明显的优势，但海水只是地球表面上的一层薄膜，它的平均厚度大约只是地球半径的 1/1 600。海水的总体积为 $1.38\times10^{9}\ km^{3}$，约占地球体积的 1/800。

根据海洋的面积、深度把水域分为洋、海、峡、湾。

一、洋

面积广，约占海水总面积的 89%；深度大，一般在 2 000～3 000 m 以上。温度、盐度不受大陆的影响，季节变化小；水色高，透明度大，盐度平均为 35。有各自的潮波体系和强大的洋流系统。水下沉积物为深海特有的钙质软泥、硅质软泥和红黏土。

再根据岸线的轮廓、底部形状和水体运动特征，世界大洋可分为太平洋、大西洋、印度洋、北冰洋和南大洋。由于南大洋尚未公布面积数字，这里仍然沿用老的统计方法(表 2.1-1)。其在地球面上的分布见图 2.1-1。

表 2.1-1 大洋基本特征

	总面积 ($10^6\ km^2$)	水面积 ($10^6\ km^2$)	岛面积 ($10^6\ km^2$)	水体积 ($10^6\ km^3$)	平均深度(m)	最大深度(m)
太平洋	182.6	178.7	3.9	707.1	3 957	11 034
大西洋	92.7	91.7	1.0	330.3	3 602	9 219
印度洋	77.0	76.2	0.8	284.7	3 736	7 450
北冰洋	18.5	14.7	3.8	16.7	1 131	5 220
总　和	370.8	361.3	9.5	1 338.8	3 704	11 034

二、海

面积比洋小得多，只占海水总面积的 11%；深度浅；海水的物理化学性



图 2.1-1 世界大洋位置（Techernia,1980）

质，受大陆影响有显著的季节变化。透明度小，没有自己独立的海流系统和潮波系统。沉积物多为陆生的，如砂、泥砂、生物屑等。各大洋毗邻的主要海域列于表 2.1-2a—2.1-2d 中。

三、湾

洋或海的一部分延伸入大陆，其深度和宽度逐渐减少的水域，如渤海湾、杭州湾等。

四、海峡

海洋中相邻水域之间，宽度较窄的水道称为海峡。海峡的特点是流急，海底多为岩石或砂砾。

各大洋所属海主要特征参数如下：(2.1-2a～2.1-2d)

表 2.1-2a　太平洋主要海的特征参数

	总面积 (10^3 km^2)	总体积 (10^3 km^3)	平均深度(m)	最大深度(m)
珊瑚海	4 791	11 470	2 394	9 165
南中国海	3 447	3 930	1 140	5 245
白令海	2 344	3 844	1 640	4 191
鄂霍次克海	1 617	1 328	821	3 372
日本海	1 070	1 642	1 535	3 669
东中国海	752	262	349	2 370
班达海	695	2 129	3 064	7 440
爪哇海	480	22	45	89
苏拉威西海	435	1 586	3 645	5 842
黄海	417	17	40	10^5
苏禄海	348	554	1 591	5 576
马鲁古海	291	553	1 902	4 970
斯兰海	187	226	1 209	5 319
佛罗勒斯海	121	221	1 829	5 123
巴厘海	119	49	411	1 296
萨武海	10^5	178	1 701	3 370

表 2.1-2b 大西洋主要海的特征参数

加勒比海	2 754	6 860	2 491	5 420
地中海	2 505	3 752	1 498	5 121
墨西哥湾	1 543	2 315	1 500	4 023
北海	554	53	96	809
波罗的海	448	22	48	459
黑海	431	504	1 170	2 211
亚速海	40	0.4	9	14
马尔马拉海	11	4	357	1 261

表 2.1-2c 印度洋主要海的特征参数

阿拉伯海	3 683	10 069	2 734	5 875
孟加拉湾	2 172	5 615	2 585	5 258
阿拉弗拉海	1 037	204	197	3 680
帝汶海	615	250	406	2 310
安达曼海	602	664	1 096	4 198
红海	450	251	558	2 635

表 2.1-2d 北冰洋主要海的特征参数

巴伦支海	1 470	273	186	600
挪威海	1 347	2 346	1 742	3 860
格陵兰海	1 205	1 740	1 444	4 846
东西伯利亚海	926	61	66	155
喀拉海	903	102	113	620
哈德逊湾	819	82	100	274
巴芬湾	689	593	861	2136
拉普捷夫海	678	366	540	2 980
楚科奇海	590	45	77	160
波弗特海	476	478	1 004	3 731
白海	91	4.4	49	330

第二节 水的特性

水十分平常，随处可见，但它是地球上最令人惊奇的事物。

水的几乎所有的物理—化学行为在自然界中都是与众不同的。它具有一系列独特的、异常的性质。这些异常的性质是由水的分子结构和分子间存在氢键决定的。

水分子具有特殊的分子结构。人们对水的分子式 H_2O 比其他物质的化学分子式更为熟悉，水的分子是由一个氧原子和二个氢原子组成。氢是自然界分布最广泛的元素，据别拉塞尔计算，氢原子占整个宇宙总原子数的93%；氧决定了整个地壳的化学演变史，它维持了生命，引起了大量的氧化反应。氢和氧都是易燃物质，但它们结合成水后，嬗变成了灭火物质。

水是大量存在于地球表面的惟一的天然液体。甚至可以断言，地球上没有其他天然液体。除水外，人们在日常生活和生产中遇到的种种液体，仅仅是人工化合物，或是动植物和人生命活动的产物。由于水是可以流动的，才能在海洋中诞生生命。

水是地球上仅次于空气的最活跃的物质。它喜欢不断地进行长距离的旅行：在海面以蒸气形式进入空气，被风带到大陆，以雨、雪形式降落，成细流、小溪、河流入海；或渗透到土壤中，再以泉水的形式重新出现在地面，最终又从陆地返回海洋。在海洋里，有巨大的水流——海流，把大量的冷水或热水从地球的一处带到另一处。即使是山上的冰川，以及北极群岛和南极，也有活动的水。由于冰具有塑性，在重力作用下逐渐沿山坡和河谷向下滑动，使冰川的开端下降到海中，漂浮、折断成为冰山，冰山被风和海流破碎，消融在海洋里……正是由于水的这种活跃性，全世界才会存在水量平衡和热量平衡。

水有异常高的沸点和冰点。组成水的氢和氧的沸点和冰点约－200℃～－250℃。然而，水分子的沸点和冰点为100℃和0℃。水分子具有非常强的相互吸引力，所以，水的冰点和沸点比想像的要高得多。高的沸点，避免过早汽化，使人类永远有水可吃，有水可用；高的冰点，又保证水下生物的生存。

水是自然界热容量最大的物质，海洋是大气的镇静剂。水的热容量是铁的10倍、沙的5倍、空气的4倍。因此，它热得很慢，冷却时放热也很慢。地球上最低温度在南极大陆为－88℃，最高温度在非洲北部沙漠，高达58℃；而大洋水温在－2～30℃之间。

我们不应为地球上海水占据的巨大空间而惋惜，相反应感到高兴。因为

海洋积累了热能，又慢慢地释放了它们，这使近海地区的气候变得温和，并使季节之间的气温均匀交替。海洋给地球上的生命带来了温和的生存环境。海滨城市受海水温度的调剂，形成夏无酷暑、冬无严寒的海洋性气候，成为旅游度假的胜地。

对气候起调节和影响的不仅是海洋水体本身，而且有从海洋进入大气圈的水蒸气。水蒸气引起巨大的"温室效应"，阻截地球热辐射损失，阻止地球冷却(大气圈中的 CO_2 也有保暖使用)。据 M.I.Budyko 计算，大气圈水蒸气含量减少一半，地球表面的平均温度将降低 5℃ 多。

密度的反常特性。"热胀冷缩"是一般物体的性质。除水之外，其他液体也大都如此。纯水在 4℃ 以上时，密度随温度降低而增大，到了 4℃ 左右，水的密度达最大。在水温继续降低时，密度反而减小，即所谓"反常膨胀"。水冻结为冰后体积增大，密度可减小到 916.7 kg/m^3。因此，冰总是浮在水上，从而保护了水下生物；进入岩石缝隙的水，结冰后的反常膨胀，会对周围的岩石产生很大的压力，足以将岩石胀裂。

第三节 水的绝热变化和位温

一、绝热变化

由于海水的压缩系数不为零，所以，当某一海水微团在海洋中有铅直位移时，因其所处深度变化导致压力不同，就会使其体积发生相应的变化。在绝热条件下，海水微团下沉、压力增大使其体积缩小时，外力对海水微团做的功，增加了海水微团的内能，导致其温度升高；反之，绝热条件下，海水微团上升、压力减小时，体积膨胀，则消耗自身内能而导致降温。海水温度在绝热变化过程中随压力的变化称为绝热温度梯度，也有人称为绝热递减率。绝热温度梯度可用下式计算：

$$\Gamma = a_v g T_w / c_p$$

式中 a_v 为体积热膨胀系数，c_p 为比定压热容，g 为重力加速度，T_w 为热力学温度，由于海洋中的现场压力与水深有关，所以 Γ 的单位也可以用"开/米"($K \cdot m^{-1}$)来表示。

二、现场温度与位温

海洋学工作者常用现场温度和位温这两种方法来讨论大洋温度。前者仅

是观测温度，后者则比较复杂。

(一) 观测到的不同层的水温是现场温度

水的温度几乎毫无例外地随深度增大而减小。一般地说，在表层附近温度减小要比深层来得快。从海面向下到几十米的水层，一般称为混合层，因为海面风在这里起着重要作用，它能使这层海水充分混合，并维持其接近同温的状态。混合层下是温度骤变区，称为温跃层。温跃层特性因季节而异，夏季随混合层的变暖而增"强"，冬季则因表层水的冷却而变"弱"(图 2.3-1)。

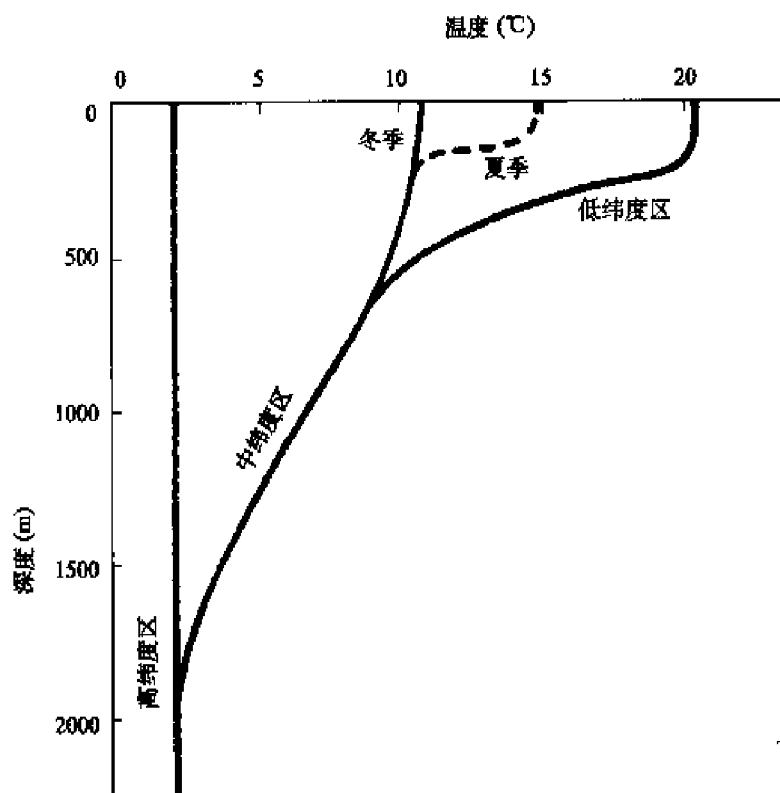


图 2.3-1　大洋中典型的温度剖面(J. A. Knauss, 1978)

在温跃层下，温度随深度变化比较缓慢。世界大洋中，较深的那一半海水都是均匀的冷水。有 50% 的大洋海水温度低于 2.3℃。1818 年，John Ross 第一个把温度计沉放到热带大洋中较大深度处。他发现，表层以下的海水非常冷，并且得出了一个重要结论，即深层海水皆来源于极地海域。从典型的经向垂直断面中可以看出，暖水只局限于中、低纬度区，而深海和高纬度区则全部是冷水。

(二) 位温

海水微团从海洋某一深度(压强为 p)绝热上升到海面(压强为 1 标准大气压)时所具有的温度称为位温,记为 θ。海水微团此时相应的密度,称为位密,记为 ρ_{θ}。若该海水微团未上升之前的现场温度为 t_w,绝热升达海面后温度降低了 Δt_w,则该深度海水的位温即为:$\theta = t_w - \Delta t_w$。

通过对绝热温度梯度积分,可以计算出位温。设海水微团初始现场温度为 t_w,盐度为 S,压强为 p,绝热地移动到水压为 p_r 处,则位温 $\theta(S, t_w, p, p_r)$可用 Fofonoff(1977)给出的 4 阶龙格—库塔积分程序,得出足够精确的值,p_r 为参照压,一般取为 0.0 Pa,(Pa 为压强的单位,1 标准大气压 $=10^5$ Pa。表 2.3-1 为计算结果。)由表可见,若有盐度为 35 的海水微团在 8×10^7 Pa 处(约 8 000 m)现场温度为 0℃,则其位温为 −0.781 3℃,也就是说,当它绝热升达海面时,温度便降至 −0.781 3℃,这就意味着,海面上温度为 −0.78℃ 的海水,并不比 8 000 m 深处温度为 0℃ 的海水来得“冷”。大部分情况下需要用内插方法来求不同深度、不同温度和不同盐度处海水的位温。例如,对于一个处于5 000 m深度的水团,盐度为 34.85,温度为 1.00℃,其位温为0.57℃。因此,在比较不同深处的海水温度时,不可直接依其现场温度值而妄加评论,在分析深海区的水温铅直结构时,更不可无视绝热变化的影响。

表 2.3-1 不同深度、温度、盐度条件下海水的位温 θ(℃)

(参照压 $p_r = 0.0$ Pa, p 的单位为 $\times10^7$ Pa)(UNESCO, 1983)

S	p \ θ \ t_w	0	10	20	30
25	0	0.000 0	10.000 0	20.000 0	30.000 0
	1	−0.026 5	9.893 5	19.822 4	29.756 6
	2	−0.071 5	9.774 9	19.637 7	29.509 8
	3	−0.133 9	9.644 8	19.446 1	29.259 9
	4	−0.212 5	9.504 0	19.248 0	29.007 0
	5	0.306 1	9.353 1	19.043 8	28.751 2
	6	0.413 9	9.192 7	18.833 8	28.492 8
	7	0.534 9	9.023 4	18.618 3	28.231 9
	8	0.667 9	8.845 9	18.397 8	27.968 5
	9	−0.812 2	8.660 7	18.172 4	27.703 0
	10	−0.966 7	8.468 4	17.942 6	27.435 3

续表

S	p \ θ \ t_w	0	10	20	30
30	0	0.000 0	10.000 0	20.000 0	30.000 0
	1	-0.035 7	9.886 4	19.817 4	29.753 5
	2	-0.089 2	9.761 1	19.627 8	29.503 8
	3	-0.159 5	9.624 8	19.431 7	29.251 1
	4	-0.245 4	9.478 2	19.229 3	28.995 5
	5	-0.345 8	9.321 9	19.021 1	28.737 2
	6	-0.459 8	9.156 5	18.807 4	28.476 3
	7	-0.586 4	8.982 7	18.588 5	28.213 0
	8	-0.724 6	8.801 0	18.364 8	27.947 5
	9	-0.873 4	8.612 0	18.136 5	27.679 8
	10	-1.032 0	8.416 4	17.904 0	27.410 2
35	0	0.000 0	10.000 0	20.000 0	30.000 0
	1	-0.044 8	9.879 3	19.812 3	29.750 5
	2	-0.106 9	9.747 3	19.617 9	29.497 9
	3	-0.185 1	9.604 8	19.417 2	29.242 3
	4	-0.278 3	9.452 3	19.210 6	28.984 0
	5	-0.385 6	9.290 6	18.998 5	28.723 1
	6	0.505 8	9.120 3	18.781 0	28.459 8
	7	-0.638 0	8.941 9	18.558 7	28.194 2
	8	-0.781 3	8.756 0	18.331 7	27.926 4
	9	-0.934 8	8.563 3	18.100 5	27.656 7
	10	-1.097 4	8.364 3	17.865 4	27.385 1
40	0	0.000 0	10.000 0	20.000 0	30.000 0
	1	-0.054 0	9.872 1	19.807 2	29.747 4
	2	-0.124 6	9.733 5	19.608 0	29.491 9
	3	-0.210 7	9.584 7	19.402 8	29.233 5
	4	-0.311 3	9.426 5	19.191 9	28.972 5
	5	-0.425 3	9.259 4	18.975 8	28.709 1
	6	0.551 8	9.084 0	18.754 6	28.443 3
	7	-0.689 7	8.901 1	18.528 8	28.175 3
	8	-0.838 1	8.711 0	18.298 6	27.905 3
	9	-0.996 2	8.514 5	18.064 5	27.633 5
	10	-1.162 9	8.312 1	17.826 6	27.359 9

位温的概念很容易从能量守恒定律(即热力学第一定律)推导出来。即物体能量分布的变化,用文字表示就是:

内能的变化=热量的增加或减少+所做的功

因为如果假定水块与其周围没有热交换(即绝热过程),那么内能的变化必然等于外界对水块做的功或水块本身所做的功。当水块下沉时,因压力增大受到挤压,此时周围环境水的压力对水块做了功,因而水块的内能增加。反过来,当水块上升时,因压力减小而膨胀,此时水块本身对外界做了功,内能必然减小,温度就要相应降低。水块在海面的温度是 0.57℃,如果它与周围海

水仍然没有热交换或混合，再被带到 5 000 m 深度时，它的温度又变成 1.00℃。

要了解深层海水温度，就需要知道它在绝热变化条件下到表层的温度特性。表 2.3-2 中为明达瑙海沟温度观测，在深于 3 470 m 以下水温随深度而增加。依现场水温绘制的断面图 2.3-2 可以看出，在与海槛深度相当的水层上，有一个明显的"冷水舌"，好像有一层"冷水"在底层的"暖水"之上"水平地"流过。其实由位温分布可知，越过海槛的水是一直沿坡下沉到海沟底部的。在我国南海的深海盆中，也发现水温随深度的增加而缓慢上升，亦为绝热变化所致。

表 2.3-2　明达瑙海沟的盐度、现场水位、位温(℃)及位密($kg \cdot m^{-3}$)(据 Pickard, 1979)

水深(m)	盐度 S	现场水温 t_{w}(℃)	位温 θ	位密 ρ_{θ}($kg \cdot m^{-3}$)
1 455	34.58	3.20	3.09	1 027.56
2 470	34.64	1.82	1.65	1 027.73
3 470	34.67	1.59	1.31	1 027.78
4 450	34.67	1.65	1.25	1 027.78
6 450	34.67	1.93	1.25	1 027.79
8 450	34.69	2.23	1.22	1 027.79
10 035	34.67	2.48	1.16	1 027.79

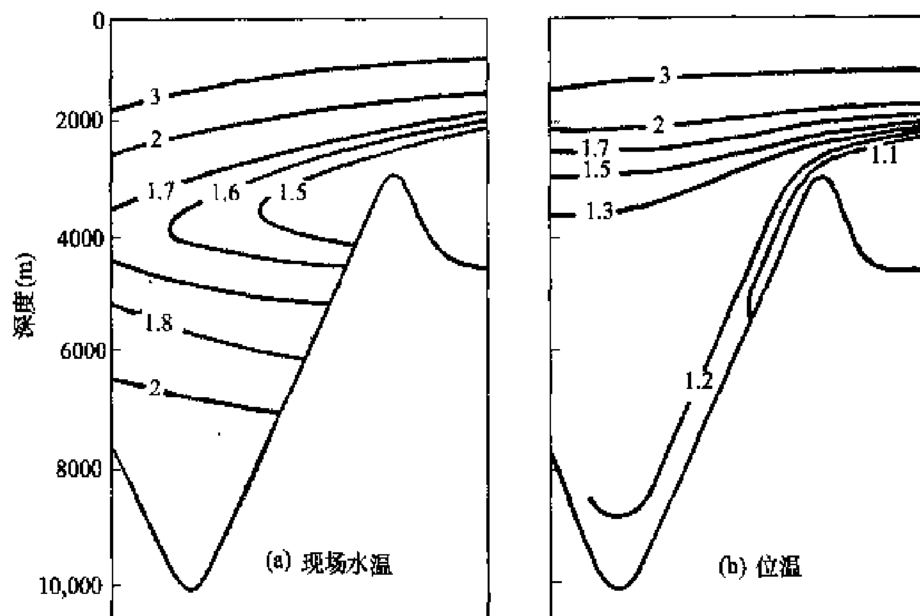


图 2.3-2　明达瑙海沟中的温度分布(a)现场水温；(b)位温(据 Pickard, 1979)

第四节　盐　度

几十亿年来，来自陆地的大量化学物质溶解并储存于海洋中。如果全部海洋都蒸发干，剩余的盐将会覆盖整个地球达 70 m 厚。根据测定，海水中含量最多的化学物质有 11 种，即钠、镁、钙、钾、锶等 5 种阳离子；氯、硫酸根、碳酸氢根（包括碳酸根）、溴和氟等 5 种阴离子和硼酸分子。其中排在前三位的是氯、钠和镁。为了表示海水中化学物质的多寡，通常用海水盐度来表示。海水的盐度是海水含盐量的定量量度，是海水最重要的理化特性之一，它与沿岸径流量、降水及海面蒸发密切相关。盐度的分布变化也是影响和制约着其他水文要素分布和变化的重要因素。

绝对盐度是指海水中溶解物质质量与海水质量的比值。因为绝对盐度不能直接测量，所以，随着盐度的测定方法的变化和改进，在实际应用中引入了相应的盐度定义。

一、克纽森（M.Knudsen）盐度公式

在 20 世纪初，克纽森等人给盐度下的定义是：在 1 000 g 海水中，当碳酸盐全部变为氧化物，溴和碘以氯当量置换，所有的有机物质全部氧化之后所含固体物质的总数。其测量方法是取一定量的海水，加盐酸和氯水，蒸发至干，然后在 380℃ 和 480℃ 的恒温下干燥 48 h，最后称量所剩余固体物质的重量，即为盐度（$S‰$）。

用上述的称量方法测量海水盐度，操作十分复杂，测一个样品要花费几天的时间，不适用于海洋调查。因此，在实践中都是测定海水的氯度，根据海水组成的恒定性规律，来间接计算盐度。氯度与盐度的关系式（Knudsen 盐度公式）如下：

$$S‰ = 0.030 + 1.805\,0 Cl‰ \qquad (2.4\text{-}1)$$

上面这个公式使用时，只用统一的硝酸银滴定法和海洋常用表，就可求出盐度，在实际工作中显示了极大的优越性，一直使用了 70 年之久。但是，在长期使用中也发现，Knudsen 的盐度公式只是一种近似的关系，代表性较差；滴定法在船上操作也不方便。于是人们开始寻求更精确更快速的方法。

我们知道，当导体的两端有电势差时，导体中就有电流通过，而一段导体中的电流 I 与其两端的电势差（$V_1 - V_2$）和电导率 γ 成正比，这就是著名的欧姆定律。同样海水也是导体，其电导率取决于海水盐度，因而在一定的温度条件下，通过测定其电导率就可以求得海水的盐度。

二、1969 年电导盐度定义

在 20 世纪 60 年代初期，英国国立海洋研究所 R. A. Cox 等人从各大洋及波罗的海、黑海、地中海和红海，采集了 200 m 层以浅的 135 个海水样品，首先应用标准海水，准确地测定了水样的氯度值，然后测定具有不同盐度的水样与盐度为 35.000‰、温度为 15℃ 的标准海水、在 1 标准大气压下的电导比 (R_{15})，从而得到了盐度—氯度的新的关系式和盐度—相对电导率(电导比)的关系式，又称为 1969 年电导盐度定义：

$$S‰ = 1.806\ 55Cl‰ \tag{2.4-2}$$

$$S‰ = -0.089\ 96 + 28.297\ 20R_{15} + 12.808\ 32R_{15}^2 - 10.678\ 69R_{15}^3 + 5.986\ 24R_{15}^4 - 1.323\ 11R_{15}^5$$

电导测盐的方法精度高，速度快，操作简便，适于海上现场观测。但在实际运用中，仍存在着一些问题：首先，电导盐度定义的上面盐度公式仍然是建立在海水组成恒定性的基础上的，它是近似的。在电导测盐中校正盐度计是用的标准海水，时间变久，标准海水发生某些变化时，电导值将会发生变化，但是标准海水上标有的氯度值却没有改变，这就要带来误差。其次，电导盐度定义中所用的水样均为表层(200 m 以浅)，不能反映大洋深处由于海水的成分变化而引起电导值变化的情况。最后，国际海洋用表中的温度范围为 10～31℃，而当温度低于 10℃ 时，电导值要用其他的方法校正，以免造成资料的误差和混乱。

为了克服盐度标准受海水成分影响的问题，进而建立了 1978 年的实用盐标(PSS78)。

三、1978 年实用盐标

实用盐标依然是用电导的方法测定海水的盐度，与 1969 年电导盐度定义不同之处是，它克服了海水盐度标准受海水成分变化的影响问题。在实用盐标中采用了高纯度的 KCl，用标准的称量法制备成一定浓度(32.435 7‰)的溶液，作为盐度的准确参考标准，而与海水样品的氯度无关，并且定义盐度：在 1 标准大气压下，15℃ 的环境温度中，海水样品与标准 KCl 溶液的电导比：

$k_{15} = \gamma(35, 15, 0)/\gamma(32.435\ 7, 15, 0) = 1$($\gamma$ 表示电导率值)

则该样品的实用盐度值精确地等于 35。若 $k_{15} \neq 1$，则实用盐度的表达式为

$$S = \sum_{i=0}^{5} a_i k_{15}^{i/2} \tag{2.4-3}$$

S 为实用盐度符号，是无量纲的量，如海水的盐度值为 35‰，实用盐度记为 35，式(2.4-3)中 k_{15} 可用 R_{15} 代替，R_{15} 是在 1 标准大气压下，温度为 15℃时，海水样品与盐度为 35‰的标准海水的电导比。式中，

$a_0=0.008\ 0, a_1=-0.169\ 2, a_2=25.385\ 1, a_3=14.094\ 1,$

$a_4=-7.026\ 1, a_5=2.708\ 1,\ \sum_{i=1}^{5} a_i=35$，当 $2\leqslant S\leqslant 42$ 有效。

对于任意温度下海水样品的电导比 R_T 的盐度表达式为

$$S=\sum_{i=0}^{5} a_i R_T^{i/2}+\frac{t_w-15}{1+k(t_w-15)}\sum_{i=0}^{5} b_i R_T^{i/2} \tag{2.4-4}$$

式中第二项为温度修正项，系数 a 与公式(2.4-3)中的相同，系数 b_i 分别为

$b_0=0.000\ 5,\quad b_1=-0.005\ 6\quad b_2=-0.006\ 6$

$b_3=-0.037\ 5,\quad b_4=0.063\ 6,\quad b_5=-0.014\ 4$

$\sum b_i=0.000\ 0, k=0.016\ 2, (-2℃\leqslant t_w\leqslant 35℃)$

第五节　海水的密度和比容

海水的密度是指单位体积海水的质量($kg\cdot m^{-3}$)；比容是指单位质量海水所占的体积(m^3/kg)。海水的密度是盐度 S、温度 t_w 和压力 p 的函数，计为 $\rho(S, t_w, p)$，通常又称为现场密度；而把 1 标准大气压下，盐度为 S、温度为 t_w 的海水密度称为条件密度，计为 $\rho(S, t_w, 0)$。与此对应的现场比容和条件比容计为 $V(S, t_w, p)$ 和 $V(S, t_w, 0)$，单位是 m^3/kg，为书写简便，通常用密度偏差 $\sigma(S, t_w, p)$ 来表征海水的现场密度，即

$$\sigma(S, t_w, p)=\frac{1}{V(S, t_w, p)}-1\ 000\ kg/m^3 \tag{2.5-1}$$

同理，σ_t 表示 $\rho(S, t_w, 0)$，则

$$\sigma_t=\frac{1}{V(S, t_w, 0)}-1\ 000\ kg/m^3 \tag{2.5-2}$$

1980 年，国际海水状态方程规定的海水的现场条件密度 $\rho(S, t_w, p)$ 用下式计算：

$$\rho(S, t_w, p)=\frac{\rho(S, t_w, 0)}{1-p/k(S, t, p)} \tag{2.5-3}$$

这里，$\rho(S, t_w, p)$ 的单位为 $kg\cdot m^{-3}$；S 为实用盐度；t_w 为温度，单位℃；p 的单位为 Pa，式中 $\rho(S, t_w, 0)$ 用下式计算：

$$\rho(S,t_w,0)=\rho_w+(b_0+b_1t_w+b_2t_w^2+b_3t_w^3+b_4t_w^4)S$$
$$+(c_0+c_1t_w+c_2t_w^2)S^{3/2}+d_0S^2 \tag{2.5-4}$$

其中，

$b_0=8.244\ 93\times10^{-1}$　　$c_0=-5.724\ 66\times10^{-3}$

$b_1=-4.089\ 9\times10^{-3}$　　$c_1=1.022\ 7\times10^{-4}$

$b_2=7.643\ 8\times10^{-5}$　　$c_2=-1.654\ 6\times10^{-6}$

$b_3=-8.246\ 7\times10^{-7}$　　$d_0=4.831\ 4\times10^{-4}$

$b_4=5.387\ 5\times10^{-9}$

ρ_w 是基准纯水密度，由下式计算：

$$\rho_w=a_0+a_1t_w+a_2t_w^2+a_3t_w^3+a_4t_w^4+a_5t_w^5 \tag{2.5-5}$$

其中，

$a_0=999.842\ 594$　　$a_1=6.793\ 952\times10^{-2}$

$a_2=-9.095\ 290\times10^{-3}$　　$a_3=1.001\ 685\times10^{-4}$

$a_4=-1.120\ 083\times10^{-6}$　　$a_5=6.536\ 332\times10^{-9}$

在 $0\leqslant S\leqslant42$，$-2\leqslant t_w\leqslant40$℃，$p=0$ 至 $1\ 000\times10^5$ Pa 条件下，$k(S,t_w,p)$ 为海水在实用盐度 S、温度 t_w(℃)、压力 $p(\times10^5$ Pa$)$条件下的正割体积模量，它由下列方程表示：

$$k(S,t_w,p)=k(S,t_w,0)+Ap+Bp^2$$

其中，

$$k(S,t,0)=k_w+(546\ 746-0.603\ 459t_w+1.099\ 87\times10^{-2}t_w^2-6.167\ 0\times10^{-5}t_w^3)S+(7.944\times10^{-2}+1.648\ 3\times10^{-2}t_w-5.300\ 9\times10^{-4}t_w^2)S^{3/2}$$

$$A=A_w+(2.283\ 8\times10^{-3}-1.098\times10^{-5}t_w-1.607\ 8\times10^{-6}t_w^2)S+1.910\ 7\times10^{-6}S^{3/2}$$

$$B=B_w+(-9.934\ 8\times10^{-7}+2.081\ 6\times10^{-8}t_w+9.169\ 7\times10^{-10}t_w^2)S$$

正割体积模量的纯水项 k_w，A_w，B_w 用下列各式表示：

$$k_w=19\ 652.21+148.420\ 6t_w-2.327\ 107t_w^2+1.360\ 477\times10^{-2}t_w^3-5.155\ 288\times10^{-5}t_w^4$$

$$A_w=3.239\ 908+1.437\ 13\times10^{-3}t_w+1.160\ 92\times10^{-4}t_w^2-5.779\ 05\times10^{-7}t_w^3 \tag{2.5-6}$$

$$B_w = 8.509\,35\times 10^{-5} - 6.122\,93\times 10^{-6} t_w + 5.278\,7\times 10^{-8} t_w^2 \tag{2.5-7}$$

S 用盐度公式计算。

由求的 $\rho(S,t_w,p)$，和 $\rho(S,t_w,0)$ 可求得现场比容 $V(S,t_w,p)$ 和条件比容 $V(S,t_w,0)$，即

$$V(S,t_w,0) = \frac{1}{\rho(S,t_w,0)} \tag{2.5-8}$$

$$V(S,t_w,p) = V(S,t_w,0)[1 - 10^{-2} p/k(S,t_w,p)] \tag{2.5-9}$$

第六节　海水中的声速

一、声速的垂直分布

海水温度通常是随水深增加而降低的，因而声速由表层向下随水深增加而减小，但是当达到某一深度后，一方面因水温的降低愈趋缓慢，另一方面压力增大使声速增加的影响相对显著起来，从而使声速在铅直方向上出现一个极小值。世界大洋中、低纬度海域，声速铅直分布几乎都有此共同特征，即水下存在一个声速最小层(图 2.6-1)。该层的深度，在大西洋约 1 200～1 300 m，太平洋则只有 900～1 000 m 左右，某些热带海域可深达 2 000 m，而温带海域又升到 200～500 m，在两极海域，因水温随深度的变化不大，故压力对声速的影响从表层开始向下即体现出来，致使声速最小层位于海面附近。

当声速与声速最小层成较小角度向上或向下传播时，其传播发生弯曲而折回声速最小层。因此，近于水平方向发射的声束，其声波大多数不经海底或海面反向，而是以声速最小层为轴线，在该层上下返转传播。由于声波能量相对集中于该层上下，损失很小，故可使其传播距离大大超过通常的传播距离，甚至可达数百倍。这一水层称为大洋声道，而声速最小层称为声道轴(图 2.6-2)。图 2.6-2(a)为太平洋某处深水声道的声线图；图 2.6-2(b)为浅水声道的声线图。

利用深水声道超远传播的特点，可以建立海难救助系统，即在大洋中几个岛屿上设立声波接收站，遇难船舶投掷少量炸药在水下爆炸，几千公里外的接收站可收到爆炸信号，由三个接收站收到信号的时间差，可推断爆炸点位置，以便营救。类似地，也可建立海啸预报系统或测定导弹降落位置。

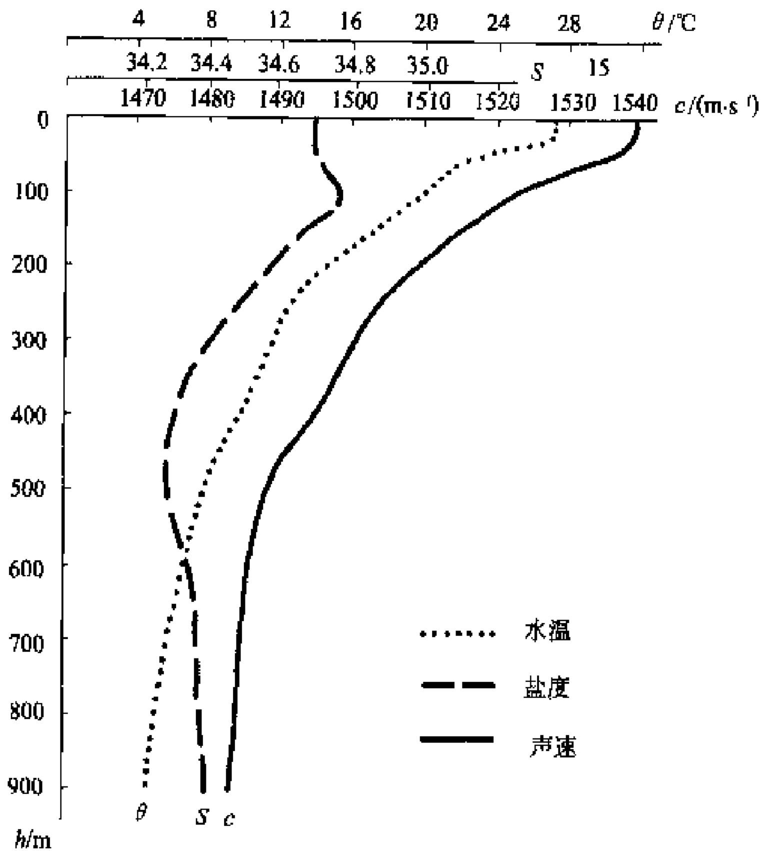


图 2.6-1 水温、盐度、声速铅垂分布

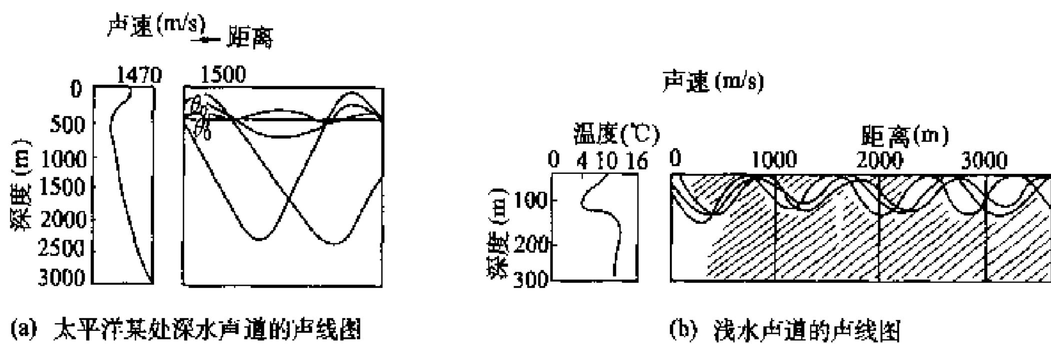


图 2.6-2 海水中声道

二、声速的计算

早在 1827 年瑞士物理学家 Colladon, J. D. 和法国数学家 Sturm, C. 就在日内瓦湖中测量了水中声速，其结果是 $c = 1\,435\ \mathrm{m \cdot s^{-1}}$，与后来的理论计算值很接近。声波在可压缩介质中传播的相速度为

$$c=\left(\frac{1}{\rho}\frac{c_p}{k_T c_V}\right)^{1/2}$$

式中,符号 c 表示海水声速,单位为($m\cdot s^{-1}$),ρ 为介质密度,c_p、c_V 为介质的比定压热容和比定容热容,k_T 为介质的等温压缩系数。依该式算得水中声速为 1 436 $m\cdot s^{-1}$。

在海洋中,海水的密度、比热容及压缩系数均随海水的温度、盐度和压力(与深度相关的静压力)而变,所以声速因时因地而异,大致范围为 1 450~1 540 $m\cdot s^{-1}$,比在淡水中大一些。由实验得知,水温每增高 1℃,声速约增加 5 $m\cdot s^{-1}$。盐度的增大会使海水密度变大,由上式知这能使声速减小;然而盐度的增大,却会使压缩系数减小,又使声速增大;其总的效应是使声速增大。据实测,盐度每增加 1,声速可增加 1.14 $m\cdot s^{-1}$,小于温度变化 1℃ 的影响。静压力的增加会使密度增大,但海水的压缩率不大,增密所致声速减小的量不大,而增压所致压缩系数的减小,其增大声速的作用超过前者。实测证明,深度每增加 100 m,声速增加 1.75 $m\cdot s^{-1}$。

当没有实测海水声速时,应按理论公式计算。

第七节　海水的光学特性

因为海洋难于传递电磁辐射,所以人们对水下光学场的研究相当少。了解最多的是阳光的透射问题,这是因为它是人们感兴趣的海洋光合作用中的主题。

光线从大气中进入海洋,就发生折射。折射的规律服从斯内尔定律(Snell Law)。这个定律将光束入射角与折射角的正弦值之比,作为相对折射率。空气和水之间的折射率大约是 1.33,并且它随着温度和盐度的增加而有轻微的增加。阳光折射的结果,使得水下的游泳者所看到的太阳位置总比实际要高一些。折射还可能引起水下照相的畸变。这是因为照相机镜头的一边是水,而另一边是空气所造成的。值得注意的是,斯内尔定律适用于一个平面的情况。波浪的作用结果,可以引起最大发射方向偏离多达成 15%。对于仰视天空的水下游泳者,闪光可能对视力造成很大的危害。

透过海面的阳光,一部分被吸收,一部分被散射。吸收是把辐射能转变为热能;面散射可能由分子散射,也可能由微粒物质所散射。吸收和散射的能量与波长有关。像在大气中那样,分子散射与波长的四次方成反比。也就是说,与光谱的红端相比较,蓝色一端的光线要优先被散射。

溶解盐的作用使过滤后的海水的分子散射仍高于纯净水的散射。纯海水

的散射系数约比蒸馏水大三分之一。在清澈的海水中，"回散射"的能量为6%。就是说，如果把两个光度计背靠背地放到海里，面向下的一个记录的"回照光"相当于面向上的光度计记录的6%。在比较混浊的水中，这个比率大约减小到2%。

光的衰减(β)[包括散射(ν)和吸收(γ)两个方面的结果]遵守比尔定律：

$$[-\beta(Z_2-Z_1)]\Gamma_2=\Gamma_1 \quad (7.1\text{-}1)$$

β是衰减系数。Γ_2和Γ_1分别是Z_2和Z_1深度上的辐照度，辐照度就是在某一点上入射的辐射能的通量。辐照度的单位即是单位面积上单位时间内的能量，常常以$J/(m^2 \cdot s)$表示，也有用兰/分(La/min)来表示。

除了可见光谱中有一个狭窄的范围情况不同之外，一般来说，衰减系数都由吸收情况来决定。纯净海水的衰减系数(它包括了可见光谱和近可见光谱部分的散射系数)，在350～500 nm波段(等于$350\times10^{-9}\sim500\times10^{-9}$ m，10^{-9} m又称nm)中，散射对于总的衰减系数起着重要作用。但在其他波段中，吸收引起光的衰减是主要的。由此可以看出，在水中电磁波谱的传输窗孔非常狭窄。

用透射比Π——通过一个给定距离的辐照度的百分数——将水型分类是比较好的。如果方程中7.1-1中Z_2-Z_1是1 m，那么，每米的透射比是

$$\Pi=\frac{\Gamma_2}{\Gamma_1} \quad (7.1\text{-}2)$$

Jerlov, N.G.试图用水的光学性质把大洋和近岸水型分类。图2.7-1表示的是大洋和近岸水型的辐照度透射比。他还计算了到达一个给定深度的总辐射能量。应当指出，即使在最清澈的大洋海水中，由于海水能迅速吸收红外光，结果使50%以上的辐射量为表层1 m所吸收。当水变混浊时，最大透射值向长波方向移动。在最清澈的大洋海水中，透过的最大值光波波长大约为465 nm(深蓝)。在最混浊的水中，透过的最大值光波波长大约为575 nm。究其原因，乃由于海洋中微粒物质散射和吸收波长较短的光比散射和吸收波长较长的光来得多；另一方面是因海洋中溶解的有机物选择吸收波长较短的光。因此，在透射比小的近岸水域，透射比的最大值向波长变长的方向移动。

对水的颜色起作用的有很多因素，其中有一些属于海洋之外的影响。晴天里，大洋里的海水呈深蓝色，而乌云密布时可转为铅灰色。站在船甲板上的观测者之所以看到海洋呈蓝色，部分原因是由于海面将散射的太阳光(蓝色)反射到人们眼中所致。

类似于大气中的情况，海洋的水色还取决于它的混浊度和溶解的有机物

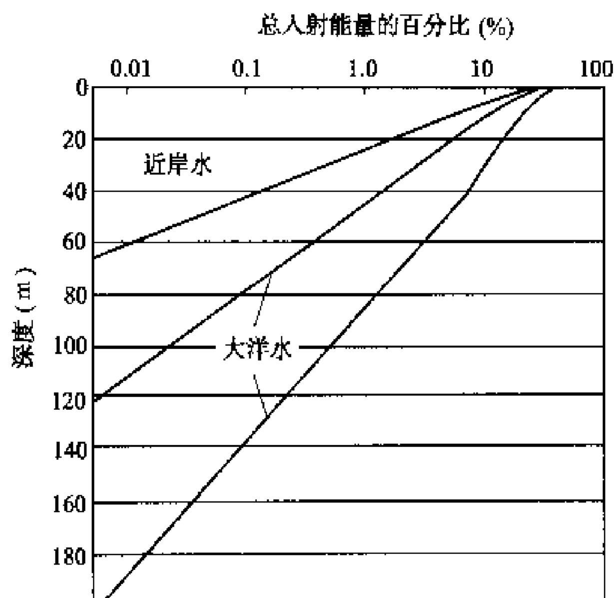


图 2.7-1　大洋和近岸水型的辐照度透射比

(N. G. Jerlov, 1968)

质的数量。海洋学家常常把深蓝色的海洋当作"海洋沙漠",而把绿色的海区认为是生物生产力高的地方。从某种程度上来说,这是事实。因为颜色主要取决于海洋中溶解的有机物质的多少。海洋里这种溶解的有机物质变化范围很大。在马尾藻海,它低于 1 mg/L,而在富含有机质的沿岸水中可高达 3~4 mg/L。海洋中溶解的有机物质选择地吸收波长较短的光,同时引起海洋水色的改变。

正如所预料的那样,生活在海洋里的生物的眼睛已经适应了具有最大透射比的光谱部分。对于弃海登陆的人类来说,也许没机会重新体验一下。"可见光谱"是具有最小衰减系数的辐射光谱部分。海洋内部的生物可能有适应性的变化。在大洋中发现的太平洋磷虾对于 465 nm 的光波具有最大的灵敏度;而在另外一些海域发现的同一种生物却对 495 nm 的光波最敏感。

植物是海洋中生命的关键性一环,植物是有机物的第一手制造者,几乎其余所有生物都直接、间接以之为食。植物需要光,光决定植物在海洋中能够生存的深度(图 2.7-2)。图 2.7-2(a)为光合作用,图 2.7-2(b)为光合作用与照射光的关系。

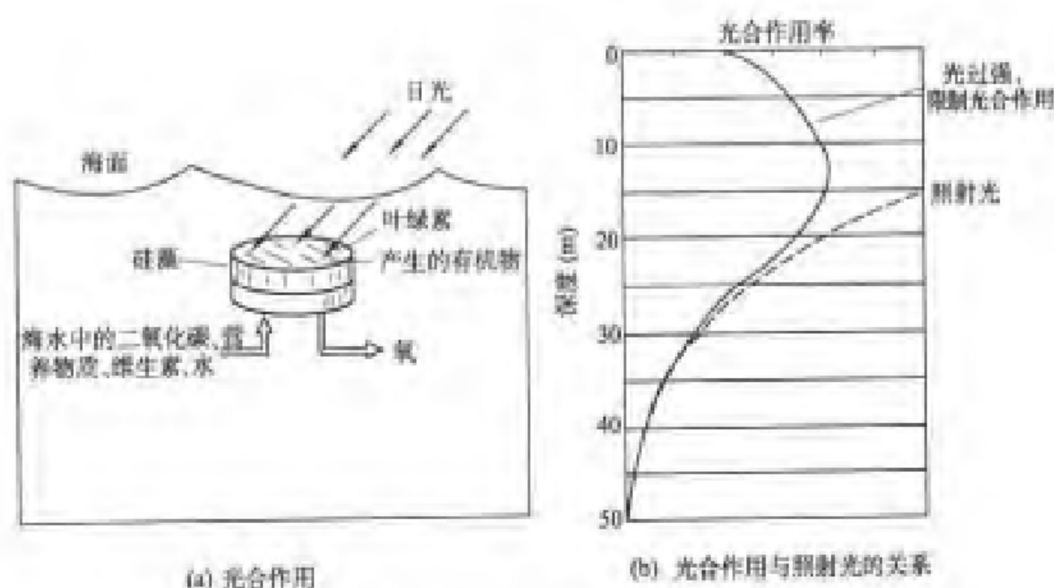


图 2.7-2 植物的光合作用与海水深度的关系(D.A.罗斯,1984)

生活在海洋中的微生物受到外力的激发(如船只经过时引起的船体波动作用)可以发出明亮的光芒(图 2.7-3)。虽然它不是水分子的光学特征，也与光的折绕射无关，但是在军事上对舰艇的活动有重要影响。



图 2.7-3 在东海海域夜间拍摄到的海发光(鲍献文,2004)(见彩图 1)

第八节　海　冰

一、海水结冰过程

纯水在1标准大气压下的冰点是0℃,其密度最大时的温度是4℃。河水和湖水的冰点,以及最大密度时的温度与纯水差不多。海水的情况与淡水不同,海水的冰点和它最大密度时的温度并不固定,取决于海水中所含盐分的多少。表2.8-1中可以看出,海水的冰点以及最大密度时的温度随盐度改变而变化。

表 2.8-1　海水最大密度值的温度及结冰温度(℃)与盐度关系

盐　度	最大密度值的温度	结冰温度	盐　度	最大密度值的温度	结冰温度
0	3.95	0.00	20	−0.31	−1.07
5	2.93	−0.27	25	−1.40	−1.35
10	1.86	−0.53	30	−2.47	−1.68
15	0.77	−0.80	35	−3.52	−1.91

由上表数据可得图2.8-1。图中表明,随着盐度的增高,海水的冰点和最大密度时的温度都要下降,可是它们下降的程度并不一样,当盐度为24.695时,都是−1.33℃。

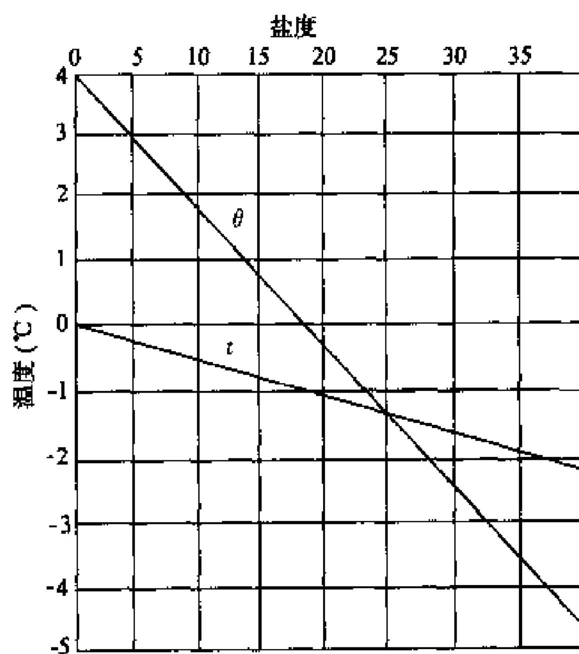


图2.8-1　海水最大密度值的温度(θ)及结冰温度(t)与盐度的关系

淡水表面受冷,密度加大,水温降到4℃,表面水因密度最大,便向下沉,而下层水被迫上升,这样发生了上、下层水对流作用。这种对流作用一直进行到上、下层水温都达到4℃为止。

此后,温度继续下降,表面的冷水便不再下沉了,到冰点就开始结冰。

海水结冰分两种情况:

一是,盐度小于24.7的海水,因为它的最大密度值的温度在冰点以上,在上、下层海水都冷却到最大密度时的温度以后,只要表面海水再冷却到冰点就可以结冰了。结冰情况与淡水基本相同,所不同的是冰点比淡水低,当然结冰就稍难一些。

二是,盐度大于24.7的海水,结冰情况与淡水不同,因为它的最大密度值的温度在冰点以下,海水愈冷愈重,表面海水虽冷却到冰点,这时表面海水密度变大,还要下沉,所以是不能结冰的,只有上、下层海水都冷却到冰点以后,再继续冷却,海面才能结冰。因为海洋的深度一般都很大,所以海水不容易结冰。

当水温降至冰点以下,海水达到某种程度的过冷以后,在有结晶核存在的情况下,海水开始结冰。最容易形成结晶核的,是海水中的有机物和无机物组成的悬浮微粒和降落在海面的雪花晶体。因此,在海水中形成冰所需要的结晶核在自然条件下总是存在的。当海冰形成后,大量盐分从冰中析出,所以,冰层以下的海水盐度要增大,加强了海水的对流。

二、海冰的性质

(一) 盐度

海冰与淡水冰比较,其主要特点是包含有一定分量的盐度。海冰的盐度一般在0.5~15之间,大多数在3~7之间。海冰内的盐度并不是均匀分布的,而是以盐泡的形式存在于冰组织的小空隙气泡中。盐泡中的盐的浓度和分量由海水的盐度、冰的形成速度、空气的温度,以及冰的"年龄"等因素决定。

海水盐度愈高,则海冰盐度也增大,如在南极大陆附近测得的海冰盐度高达22~23。海冰形成时,空气温度愈低,结冰速度就愈快,冰层的厚度发展也愈快,于是盐分来不及析出就被关在盐泡内,盐度也就相应变大(表2.8-2)。

在表层,由于海水直接与冷空气接触,结冰速度较快,盐汁不易流出,海冰的盐度就大。在下层,冰的增长是缓慢进行的,盐汁很容易流出。因此,深度较大的地方,冰的含盐量较低。表2.8-3是冰层内盐度分布情况,一般地说,

盐度在海冰中的分布由上层向下层递减。

冰的盐度与其年龄也有密切关系。海冰由于盐汁的渗出，经过一段时间会逐渐变淡，尤其是融解时，盐汁流出更多。冬季结成的冰，经过夏季以后，上层已很淡了。因此露出水面的那些老冰，可以作为船上补给淡水之用。

表 2.8-2 空气温度与海冰盐度的关系

空气温度(℃)	-16	-28	-30	-40
海冰的盐度	5.64	8.01	8.77	10.16

表 2.8-3 冰层内盐度随深度的分布特征

深度(cm)	0	6	13	26	45	82	95
盐度	6.74	5.28	5.31	3.84	4.37	3.48	3.17

(二) 密度

所有的海冰都浮在海面上，可见海冰的密度比海水要小。新冰的密度一般在 0.915～0.914 g/cm^3，到夏末，甚至可小到 0.86 g/cm^3 左右。它的量值决定于海冰的盐度、温度和冰内气泡。盐度增加，温度降低，则海冰的密度加大；气泡越多，密度越小(表 2.8-4)。

表 2.8-4 气泡含量 M(容积的百分比)、海水的盐度和海冰密度 g/cm^3 的关系

盐度 / 海冰密度 / M	0	5	10	15	20	25
0	0.918	0.922	0.925	0.930	0.934	0.928
5	0.872	0.876	0.880	0.884	0.888	0.892
9	0.835	0.839	0.843	0.847	0.851	0.855

如果知道海冰的密度和海水的密度，根据阿基米德原理，大致可以估计出海冰露出海面部分与沉没在水中部分的体积比。对于几何形状比较规则的海冰，水上部分约为其总高度的六分之一，如露出水面高度为 30 cm，则水下沉没的深度约为 150 cm。

(三) 海冰的热性质

纯冰的比热容为 0.5 卡/克·度(cal·g^{-1}·℃$^{-1}$)。当然，其随着温度的不同，也有一些小的变化；但海冰的比热容，则随温度、盐度的变化而变化，且变化的幅度比纯冰变化的幅度大得多(表 2.8-5)，从表中可知：海冰的比热容是

随温度、盐度的加大而加大。例如盐度为 8 的海冰，温度为 −22℃ 时，比热容为0.58 cal·g^{-1}·℃$^{-1}$，而当其温度升高到 −2℃ 时，比热容增加到 8.76 cal·g^{-1}·℃$^{-1}$。其差别是因为热量的分配，一方面用来升高冰的温度，另一方面还要供给固体的盐分或接近盐室的冰的融化。

表 2.8-5　不同温度和盐度下海冰的比热容(cal·g^{-1}·℃$^{-1}$)

盐度	温　度(℃)										
	−2°	−4°	−6°	−8°	−10°	−12°	−14°	−16°	−18°	−20°	−22°
0	0.48	0.48	0.48	0.48	0.48	0.47	0.47	0.47	0.47	0.47	0.46
2	2.47	1.00	0.73	0.63	0.57	0.55	0.54	0.53	0.53	0.52	0.52
4	4.63	1.50	0.96	0.76	0.64	0.59	0.57	0.57	0.56	0.55	0.54
6	6.70	1.99	1.20	0.88	0.71	0.64	0.61	0.60	0.58	0.57	0.56
8	8.76	2.49	1.43	1.01	0.78	0.68	0.64	0.64	0.61	0.60	0.58
10	10.83	2.99	1.66	1.14	0.85	0.73	0.68	0.67	0.64	0.62	0.60
15	16.01	4.24	2.24	1.46	1.02	0.85	0.77	0.67	0.71	0.68	0.65

海冰的融解热与温度、盐度也有关系。纯冰 −1℃ 时，融解热为 80 cal·g^{-1}，而盐度为 15 的海冰，融解热仅为 17 cal·g^{-1}。由此可知，海冰的融解较纯冰容易。

第九节　海水其他物理特性

一、海水的比蒸发潜热

1 kg 海水汽化为同温度的蒸气所需要的热量，称为海水的比蒸发潜热，单位是“焦/千克”(J·kg^{-1})，其具体量值略受盐度影响，一般可不予考虑，即如纯水只考虑温度的影响。比蒸发潜热的计算已有许多经验公式：

$$L = (2\ 502.9 - 2.72 t_w) \times 10^3\ \mathrm{J/\cdot kg^{-1}}$$

式中，t_w 是水温(℃)，适用范围为 0～30℃。

水的特殊性之一，是其比蒸发潜热在所有物质中为最大，海水亦然。因此，伴随海水的蒸发，海洋将散失巨额热量，这对于海面热平衡和海上大气热状况的影响是很大的。

由于海水的比热容很大，因而从海面至 3 m 深的薄薄一层海水的热容量，就与地球上大气的总热容量相当。所以，尽管海洋每年蒸发平均失去约

126 cm厚的一层水，从而使气温发生激烈而迅速的变化，但因海水的热容量极大，故水温的变化缓慢保守得多。

二、饱和蒸汽压

制约海水温度变化缓慢的另一个因素，是海水的饱和蒸汽压比较小。因为蒸发现象的实质是水分子由海面逃逸而出的过程，所以盐度升高，单位面积海面上平均的水分子数将减少，从而使水分子逃逸出海面的机率也减少。所谓饱和蒸汽压，是指水分子经由海面逃出和重又回到海水中的过程达到动态平衡时水汽所具有的压力。海水盐度的增大，减少了单位面积海面的平均水分子数，显然会使饱和蒸汽压降低。海面蒸发量与饱和蒸汽压差(现场表面水温条件下的可能饱和蒸汽压与现场实测蒸汽压的差值)成正比例或相关，饱和蒸汽压差小就不利于蒸发，因而海水属于较难蒸发的液体。这样一来，海洋因蒸发而损失的水量和热量，相对而言也就减少了。

三、热传导

相邻的海水若温度不同时，由于海水分子或海水块体的交换，会使热量由高温处向低温处传递，这就是热传导。单位时间内通过某一截面的热量称为热流率，符号为 Φ，单位为“瓦”(W)。通过单位面积的热流率称为热流率密度，记为 q，单位是“瓦/米^2”($W \cdot m^{-2}$)。其量值的大小除与海水本身的热传导性质紧密相关之外，还与垂直于该传热面方向上的温度梯度有关，即

$$q = -\lambda \frac{\partial T_w}{\partial n}$$

式中，n 为垂直于热传导方向的距离，λ 为热传导系数，单位是“瓦·米$^{-1}$·开$^{-1}$” ($W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$，亦可用 $W \cdot m^{-1} \cdot ℃^{-1}$)。若热量的传递仅是由海水分子的不规则运动所引起，则称为分子热传导，分子热传导系数记为 λ_{t_w}。水的分子热传导系数在液体中除水银外是最大的。海水的热传导系数比纯水稍低，且随盐度的增加而略有减小。

如果热量的传递，是由于海水块体的随机运动所引起，则称为涡动热传导，又称为湍流热传导。涡动热导系数记为 λ_A，λ_A 和海水的运动状况关系很大，并且在不同海区和不同季节也有较大的差异。

由于海水运动多为涡动形式，而 λ_A 又比 λ_{t_w} 大得多，所以涡动热传导在海洋的热量传输中起了主要的作用。当然，分子热传导也有其不可忽视的作用，因为热量传输的最终过程，还是靠分子热传导来最后完成的。

四、表面张力

在水的自由表面上，水分子之间的吸引力所形成的合力，使自由表面积趋向最小，这就是表面张力。常温下的液体物质，除水银之外，以水的表面张力为最大，纯水在0℃时的表面张力达7.564×10^{-2} $N\cdot m^{-2}$，随着温度的升高而降低。海水的表面张力也随温度的增高而减少，但随盐度的增高而增大，然而两者变化的幅度都不大，倒是杂质的增多会使海水的表面张力减小。

表面张力对水面毛细波的形成有很重要的作用，此时表面张力几乎是惟一的恢复力，重力倒显得无关紧要了。因此，这种波又称为表面张力波。因为表面张力波的位相速度正比于表面张力平方根，所以水面上的表面张力波，比水银之外的其他液体表面上的毛细波要大得多。

五、渗透压

如果在海水与淡水之间放置一个半透膜（水可以透过，但盐类不能透过），淡水一侧的水便会通过半透膜而渗向海水一边。渗透的结果是使海水一侧的压力增大，直到平衡状态为止。已达平衡状态时，膜两侧的压力之差，称为渗透压。海水的渗透压随盐度的升高而增大，低盐时随温度的变化不大，而高盐时随温度的升高渗透压增幅较大。例如，盐度为27的海水，由0℃至25℃，渗透压增加1.6×10^5 Pa，而盐度接近38时由0℃至25℃渗透压增幅可达3.1×10^5 Pa。

海水渗透压对生活于海洋中的生物有很大的影响。生物的细胞膜就是一种半透膜，但不同生物的细胞膜性质有差别，所以它们各有不同的适盐范围，这是渔场海洋学所关注的问题。

六、粘度

运动中的海水，其各层速度不会是完全相同的，于是相邻水层会出现相对运动。由于分子的不规则运动，在相邻水层之间便有动量的传递，从而产生切应力。设垂直于剪切面的方向上海水的速度梯度为$\frac{\partial u}{\partial z}$，则切应力$\tau_{x,z}=\mu\frac{\partial u}{\partial z}$。式中，$\mu$称为粘度，单位是“帕·秒”（Pa·s）。$\mu$随盐度的增加略有增大，但随温度的上升$\mu$值的下降却相当迅速。在讨论大尺度的涡动状态下的海水运动时，要考虑比μ大得多的湍流粘度或涡动传递系数A_M。

第三章　海洋表面热平衡与水平衡

第一节　海洋热平衡分量

在多数情况下，我们可以认为，所有的热量都是通过海洋表面进入到海洋下层。因为海洋热能的其他来源只能是海底，但穿过海底进入到海洋里的地热每天只有 0.1 cal/cm^2，它和海洋表层每天吸收的太阳辐射能的平均值 400 cal/cm^2 相比，显然是个小量。

20 世纪 50 年代以后，由于大气温室效应导致海水温度略有升高，但是这种升高仍然是缓慢的；将 60 多年前的深层海洋温度与当前测量结果相比较，发现温度的变化仍然是很小的。因此，在不严格的条件下，可以假定进入海洋的总热量和从海表面释放出的热量是近似相等的。

穿过海表面的热交换主要有四个过程：

(1) 来自太阳的短波辐射(Q_s)；

(2) 大气与海洋之间的长波(红外光部分)辐射热交换(Q_b)；

(3) 海水蒸发热耗损或凝结热收入(Q_e)；

(4) 由于海面和大气之间温度差而产生的湍流(显热)交换(Q_h)。按照进入海洋表面的热量等于放出的热量这一原则,可以写出一个简单的平衡方程:

$$Q = Q_s - Q_b \pm Q_e \pm Q_h \qquad (3.1\text{-}1)$$

虽然在总体上海洋热能是平衡的,但在局部情况下,这四项并不一定能达到平衡。例如,在夏季,海洋的表层主要吸收热量并使水温增高;而在冬季,它又失去同等的热量,使海水变冷。对一年时间求平均也不一定能使方程(3.1-1)中的四项精确平衡:在低纬度的热带海区,海洋吸收的热量多于失去的热量;而在极地海区,海面失去的热量要比它吸收的热量多,缺少的热量要由低纬度海区通过海流向高纬度进行热量输送和补充。大气环流和大洋环流之所以产生,就在于低(高)纬度处海洋热能有净收入(支出)这样一个事实所引起的。

一、太阳辐射能(Q_s)

(一) 大气上界太阳辐射能

在地球的大气上界,射达垂直于太阳光线的平面上的太阳辐射能大约是 2 $cal \cdot cm^{-2} \cdot min^{-1}$。其准确的数值随日—地间的距离、太阳黑子的多寡和太阳耀斑的变化而变化,但变化的范围仅有百分之几,其平均值叫做太阳常数。通常认为其量值是 1.96 ± 0.01 $cal \cdot cm^{-2} \cdot min^{-1}$。太阳辐射能在宇宙空间传递过程中,损耗是可以忽略的。能谱测量发现,大气层外层相当于温度为 6 000℃的黑体辐射源。大约 49%的能量是可见光谱,其波长在 0.4~0.7 μm 之间;9%是紫外光谱;42%是红外光谱。

在任何时刻,射达地球大气外界的太阳能量等于太阳常数乘以地球的截面积——πR^2,这里 R 是地球的半径。这些能量平均分布在地球的表面积——$4\pi R^2$ 上,由于地球是球形,所以地球吸收到的太阳能的平均数大约是 0.49 $cal \cdot cm^{-2} \cdot min^{-1}$或者 700 $cal \cdot cm^{-2} \cdot d^{-1}$。

地球上各个位置所接收到的能量随着太阳的偏角(赤纬)而变化。在假定没有云层或大气吸收的条件下,在两极,它的变化范围是 0~1 100 $cal \cdot cm^{-2} \cdot d^{-1}$,而在 42°纬度处,变化范围大约为 300~900 $cal \cdot cm^{-2} \cdot d^{-1}$。表 3.1-1 中给出了到达地球不同纬度处、不同时间的太阳辐射能量。

表 3.1-1 在完全透明的大气条件下,全年入射到地球表面的太阳辐射总量(10^3 $cal \cdot cm^{-2}$)

	纬度									
	0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°
夏半年	160.5	170	175	174	170	161	149	139	135	133
冬半年	160.5	147	129	108	84	59	34	13	3	0
全年	321	317	304	282	254	220	183	152	138	133

(二) 在真实大气中太阳辐射能变化

实际上太阳光一旦进入地球大气层,能量就要被散射和吸收。前面讲到大气外界平均接受太阳辐射能约为 0.49 $cal \cdot cm^{-2} \cdot min^{-1}$,把这个量分成 100 个单位,进入大气层后,其中 3 个单位被云吸收;16 个单位被水蒸气、烟雾和空气分子吸收;30 个单位被反射或散射回到太空。剩下的 51 个单位,即太阳辐射能中的 0.25 $cal \cdot cm^{-2} \cdot min^{-1}$,用于加热陆地、海洋和冰原。

(三) 云量和反射率对射达海面太阳辐射的影响

上面我们介绍的是平均状况,但是,某一时刻到达海面的太阳辐射量是千变万化的。

影响最为剧烈的当数云型、云状和云量。卷云(高层云)的影响要比层云、层积云(低层云)影响小得多。当低层云密集覆盖时,能把 80% 的太阳能吸收或反射回太空中,只有 20% ~25% 的能量可以到达海面。其经验公式为

$$Q_s = Q_{s_0}(1 - 0.7C)(1 - A_s) \qquad (3.1\text{-}2)$$

式中,Q_{s_0} 为未经散射和吸收的太阳辐射量,C 为云量,A_s 为反射率(反射量与入射量之比)。当太阳入射角度很高时,反射率仅有 3%,当太阳入射角度很低时,反射率可以高达 30%。海面反射率平均值为 6%。如果海面吹着强风,波浪起伏不平,这时海面反射率对角度的依赖性就比平静状态下小一些。海冰的反射率大约为 30% ~40%,清洁的雪面反射率可能高达 90%。

(四) 海水对太阳辐射能的吸收

一旦太阳光辐射透过海面,它很快就被吸收。各种形式的电磁辐射,从波长很长的无线电波,到波长很短的紫外线,在海洋里几乎都不能传播。尽管在可见光光谱范围内存在着所谓的小传输孔,但是和空气相比,海水传输性能是非常差的。甚至在清澈海水中,99% 的太阳能都被 100 m 以上水层所吸收。55% 的太阳能都在最初1 m深度内被吸收掉。在沿岸、河口附近,由于水中悬浮粒子增多,光能被吸收更快,超过 63%(最多 82%)的太阳能都在最初 1 m 深度内被吸收掉。

考虑各种影响之后,平均到达海面并被吸收的太阳辐射能,如图3.1-1所示。资料来自 Satellite Data Analysis Center。

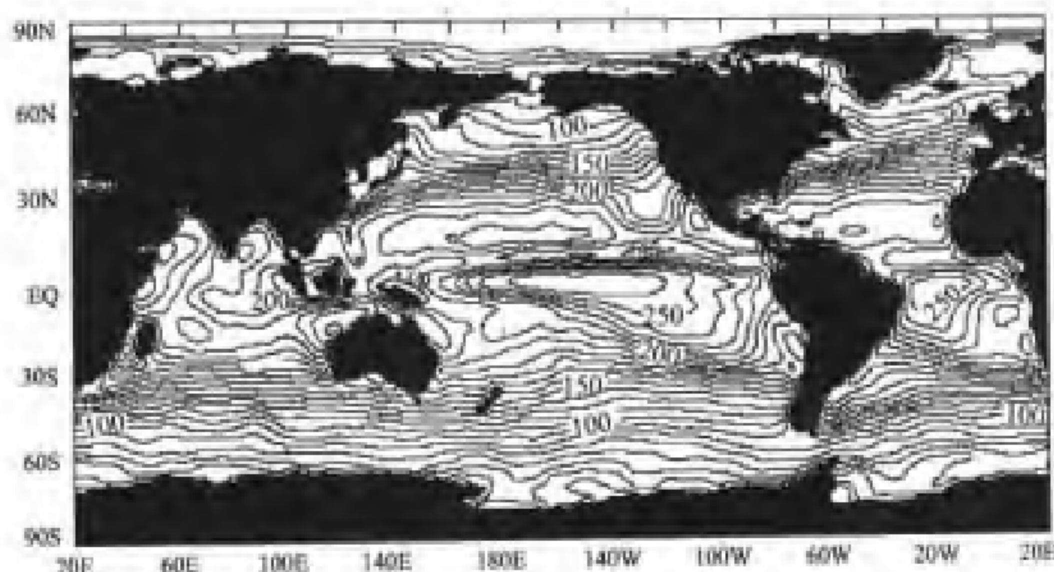


图 3.1-1 海洋表面吸收的太阳总辐射量(W/m^2)(Darnell et al,1992)

二、有效回辐射(Q_b)

根据辐射定律,凡温度高于绝对零度的任何物体都要辐射热能。海洋表面温度皆高于绝对零度(太平洋平均是292.1 K,大西洋平均是289.9 K,印度洋平均是290.0 K)。因此,会不断通过长波辐射失去热量。其辐射的热量与绝对温度的四次方成正比(斯蒂芬—玻耳兹曼定律):

$$Q = F\sigma T_w^4 \tag{3.1-3}$$

这里,T_w 是海水温度,以 L. Kelvin 温标为单位;而 σ 是斯蒂芬—玻耳兹曼常数,其值为 1.36×10^{-12} cal·cm^{-2}·s^{-1}·K^{-4};F 是水面辐射特性常数。绝对透明物体 $F=0$,绝对黑体 $F=1$。对于水,F 近似于1,对于大气向海面回辐射,F 小于1。F 的量值取决于空气中的水汽含量,水汽含量越多,F 越大。辐射的最大波长与绝对温度成反比(维恩定律):

$$\lambda_{max} = \frac{c}{T_w} \tag{3.1-4}$$

这里,$c=2.9\times10^{-3}$ K·m。因此,具有6 000℃温度的太阳表面每平方厘米的辐射功率大约是温度在10℃的1 cm^2 海面辐射功率的200 000倍。太阳辐射最多能量的波长是0.5 μm,而海面辐射能量最多的波长在10 μm左右。

从斯蒂芬—玻耳兹曼定律出发,在理论上计算海面长波辐射失去的热量是容易的。但是,我们最常用的是有效回辐射:海面向大气的长波辐射与低层大气向海面的回辐射之差,即净长波辐射耗损。有效回辐射随着空气中水汽的含量而变化。因此,在晴朗的夜晚,多数长波辐射逸入空中,海水温度降低

大;在有云的夜晚或相对湿度较高条件下,大量的长波辐射被海面上空的水汽吸收,再辐射回到水面,海面温度降低少。根据卫星资料算出的海面的有效回辐射,如图 3.1-2 所示。资料来自 Satellite Data Analysis Center。

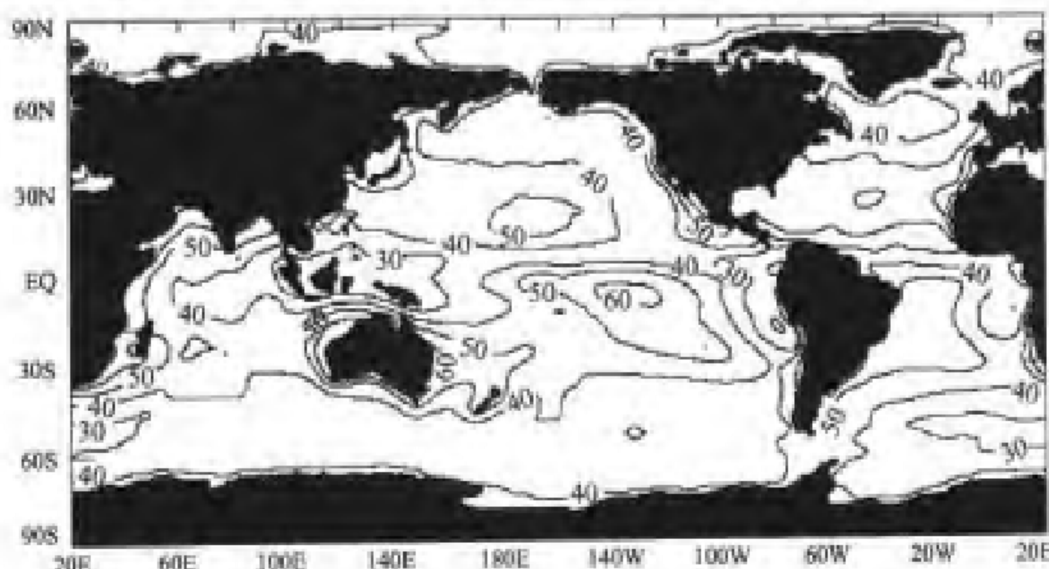


图 3.1-2 海面有效回辐射(W/cm^2)(Darnell et al,1992)

三、蒸发耗损的热量(Q_e)

蒸发耗损热量,是指液态水变为同温度条件下气态水所需要的热量,又称为潜热通量。蒸发 1 g 海水所需要的热量叫做蒸发比热 L,它随着海水温度和盐度的变化而略有不同,其平均值为 590 cal/g。据 Budyko 计算,海洋每年通过蒸发要失去 126 cm 厚的水层。转换成能量的损失,就是 200 $cal \cdot cm^{-2} \cdot d^{-1}$。进行蒸发量计算,是一项公认很困难的工作。一些人计算的结果偏大,另一些人计算出的数字又显著偏低。然而,所有这类计算结果都清楚地表明,蒸发耗损的热量,在我们的热平衡方程(3.1-1)中,是三项热耗损中最大的。Jacobs 计算蒸发量是依据下面最简单的经验公式:

$$Q_e = LC_e(e_w - e_a)W \quad (3.1\text{-}5)$$

这里,e_a 是水面上方一定距离(如船上甲板高度)处空气中水汽压,它可以从空气温度和相对湿度而求出来。e_w 是水面上贴水层空气的饱和水汽压。假定该处的气温与海面的水温相同,并且相对湿度是 100%。湍流系数被风速 W 所参数化,而 C_e 是蒸发系数,通常被认为是一个常数。

如果风速以海上 8 m 高处风速来计算,单位为 $m \cdot s^{-1}$,水汽压以 Pa 为单位,则 $C_e = 6.9 \times 10^{-5}$。

潜热通量是海面热收支中最重要的分量。它可以借助风、海面温度和海面比湿等要素，通过空气动力学有关公式计算出来。现在除去表面比湿之外，风和海面温度参数可以用卫星辐射观测直接得到。卫星也可以反演海面潜热通量，不过它和比湿有直接关系。Chou 等(1995)提出一套方法，可以利用专用传感器微波/图像(SSM/I)，反演海面风场、湿度和其他资料，然后计算出全球每天潜热通量(图3.1-3)和显热通量。

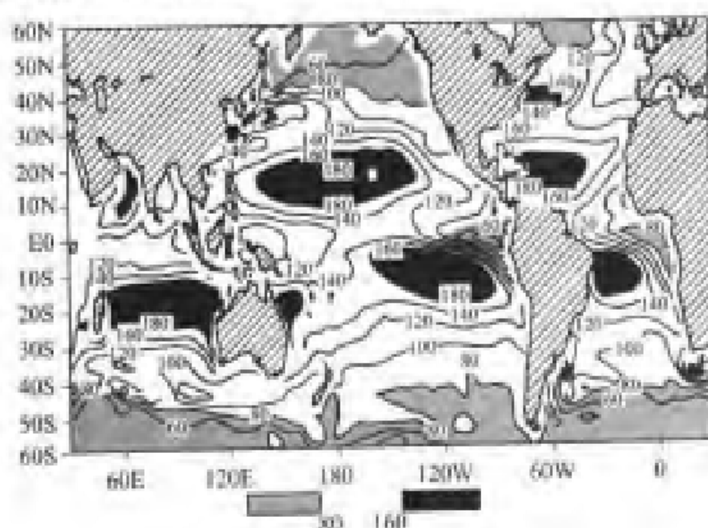


图 3.1-3 用 F8 和 F11 SSM/I 推导出来的 1988—1994 年间平均海面潜热通量(W/m^2)(Chou et al, 2000)

从图中可以看出，潜热通量虽然依赖风速，但与海—气湿度差有更好的相关。最大的潜热通量位于贸易风区，因为那里海—气湿度差最大；其次，是湾流和黑潮区，那里湿度差大，风速也大。冬季，强冷空气吹过海面，使蒸发量显著增加。潜热通量向高纬度海域渐次减少，这是因为那里海—气温差减少，从而导致海—气湿度差减少之故。

图中给出的是功率单位"W"—即每秒 1 个焦耳(J/s)。如果换成 1 年内总的潜热支出，则最大的潜热通量为 $1.36 \times 10^5\ cal \cdot cm^{-2}$。平均潜热通量 $0.8 \times 10^5 cal \cdot cm^2$ 与 Jacobs 计算公式结果一致，其分布趋势也差不多。

四、显热耗损(Q_h)

海面失热的第三个因子是显热耗损。由于这种热交换是靠空气与海面接触、藉助两者温度差产生对流作用来传递热量，所以又叫做接触热交换。平均情况下，海面水温比气温高，因此，热量总是由海面源源不断地输向空气，并不断加热与海面紧邻的空气层。如果风速很小、不能将这个变热的空气层移走，

那么，这种交换将减少并趋于停止。反之，如果风速很强，较大的湍流作用不断用冷空气来置换变热的空气，保持水面与上层空气之间有较大温差，那么，这种交换将持续进行，交换量也大。由此可见，接触热交换与水—气温差和风速有密切关系。

和有效回辐射、潜热耗损相比，显热耗损只是个小量。图 3.1-4 中显热耗损最大值也只有潜热耗损最大值的 6%。比 Budyko 的计算结果稍低。

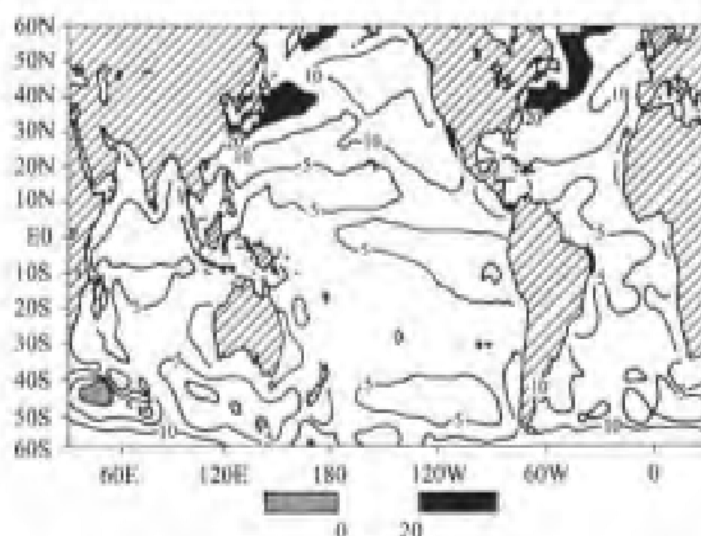


图 3.1-4　用 F8 和 F11 SSM/I 推导出来的 1988—1994 年间平均海面显热通量（W/m^2）（Chou et al, 2000）

五、平流热传输（Q_v）

对不流动的海水来说，在 1 年的时段中，$Q_s = Q_b + Q_e + Q_h$，即从海面获得的太阳辐射热能，最终要通过有效回辐射、蒸发失热和接触热交换，以另一种形式送回太空。

但是海水总是流动的，水平方向暖流能把热量带来，冷流又使这里失去热量。例如，高纬度海域，海洋失去的热量比从太阳那里得到的多，多余的失热，要靠黑潮、湾流将赤道附近的热量向极地输送；而赤道附近从太阳获得的热量多于失去的，只有流走一部分，才能保持那里的平衡。因此对局部海域来说，必须要考虑平流热传输（Q_v），即

$$Q_s = Q_b + Q_e + Q_h \pm Q_v \tag{3.1-6}$$

第二节　热平衡和海冰

整个海洋大约有 3%—4% 的面积是被海冰所覆盖。那里的冬天入射辐

射是很小的；在极地漫长的冬季中，来自太阳的辐射量实际上等于零。即使辐射到达冰面，因为冰的反射率很高，所以海冰区吸收的太阳辐射热的百分数要比水域少。海冰的反射率(或反照率)在30%～40%之间。在刚下过雪之后，其反射率有时可能达到95%。没有被反射回去的辐射进入海冰中，在海冰表层几毫米厚度之内就被迅速地吸收了。因此，向海洋传输热量的惟一方法是通过冰向水传递。但是，由于海冰温度总是比它下面的海水温度低，所以热传导不是从冰向水，而是从水向冰的方向进行，并且最终传向大气。海水是不断失热的。当表面热耗损很大时，冰层急速变厚。

在冬天缺乏太阳辐射的情况下，冰盖增厚的速率 dZ/dt 基本上是海冰厚度及其上方大气温度的函数。冰的增长，简单地等于耗损到大气的热量 Q_h 除以形成1 g冰所需要的热量：

$$\frac{dZ}{dt}=\frac{Q_h}{\rho C_f} \tag{3.2-1}$$

式中，C_f 是海冰比热容，ρ 是海冰密度。传向大气的热通量 Q_h，它取决于冰盖的厚度 Z 和冰盖上面气温与冰盖底部冰冻发生处水温之差 Δt_w：

$$Q_h=K_i\frac{\Delta t_w}{Z} \tag{3.2-2}$$

这里，K_i 是冰的热传导系数。因此，海冰增长率与它的厚度成反比：

$$\frac{dZ}{dt}=\frac{K_i}{\rho C_f}\frac{\Delta t_w}{Z} \tag{3.2-3}$$

通常可以利用度—日当量计算海冰的增长率。对方程(3.2-3)求积分，并假定冰下界的水温是零度，在确定度—日当量 χ 的数值后，可以求出海冰增长的厚度：

$$Z=\left(\frac{2K_i}{\rho C_f}\right)^{1/2}\chi^{1/2} \tag{3.2-4}$$

这里，$\chi=\int_0^{T_d}\Delta t_w\cdot dt$，$T_d$ 是观测的结冰日时间长度。χ 又称度—日当量，等于冰面上空气低于冰点的度数与时间的乘积积分。海水的热传导系数 $K_i=1.93\ W\cdot m^{-1}\cdot ℃^{-1}$，$\rho=0.92\ g/cm^3$，以及 $C_f=2.114\,334\times10^3+7.536\,24t_w-(3.349\,44-8.373\,6\times10^{-2}t_w-1.805\,138\,82\times10^{-3}t_w^2)S$，单位 $J\cdot kg^{-1}\cdot ℃^{-1}$，则得

$$Z=3.6\chi^{1/2} \tag{3.2-5}$$

但是在南极不同基地，其海冰成长厚度经验公式是不一样的(Fedotov, 1977)。

和平基地：　　　　　$Z=0.4\chi^{0.7}$

青年基地：　　　　　$Z=1.8\chi^{0.56}$

拉扎列夫基地：　　　$Z=2.9\chi^{0.7}$

方程(3.2-5)的冰厚单位是 cm。根据方程(3.2-5)可以预测，一个冬季冰增长的最大厚度大约是 3 m。

夏天，入射辐射的净余量多用于融化海冰，并使冰层变薄。冰层的增厚与变薄和温跃层的形成与消散是类似的。夏季冰融化时，Budyko 报告说："在北冰洋中部，海冰每年融化的数量总计为几十厘米厚。"通过比较，他算出每年大约有 2 000 km^3 的冰飘移向赤道。这些冰的数量相当于北冰洋中部冰盖的厚度降低 20 cm 左右。由于各种海洋表层流的运动结果，在北冰洋经常导致无冰水面的出现。据估计，无冰水面总计占 1%～12%，而最有说服力的证据倾向于其中较低的数值。假设这种比较低的数字是正确的话，那么这些无冰水域在北冰洋海盆的热平衡中则没有起太大作用。

第三节　海洋中的水量收支

一、水的储存

水是不可替代的资源。没有水，人类就不能生存。

著名的俄罗斯科学家 V. I. Vernadskiy 说过："水在我们的星球历史中占有特殊位置，没有什么自然物质可以和其比拟。例如，它对基本地质过程施加的最伟大的影响。地球上所有物质——无论是矿藏、岩石和生命，都包含着水，地球上所有物质都受到水的影响；或者被它渗透，或者被它环绕。"

地球上水的储存、变化和循环，是一个持续不断、充满整个空间和整个地球形成过程的最伟大事件。蒸发的速率是每年 126 cm。它相当于每年移走的水量为 450×10^3 km^3，即相当于海洋总水量的 0.03%。它一方面蒸发，另一方面又有同等的水量通过降雨和河流进入海洋。据估计，其中 10%是陆地径流，其余的为降雨。地球上的总水量中，97%是在海洋里，2%在冰川里，不到 1%是以淡水湖泊、河流和以地下水的形式存在。在任何时候，云或水汽中所含水分的总量都少于十万分之一。表 3.3-1 给出了各大洋和全球的水储存估算。

随着世界经济的发展，人口不断增长，城市日渐增多和扩张，人类用水量不断增多。据联合国估计，1900 年，全球用水量只有 4 000 亿立方米/年，1980 年为 30 000 亿立方米/年，1985 年为 39 000 亿立方米/年。到 2000 年，需水

量将增加到 60 000 亿立方米/年。其中以亚洲用水量最多，达 32 000 亿立方米/年，其次为北美洲、欧洲、南美洲等。

表 3.3-1 世界水的储存(unesco, 1978)

	总面积(km^2)	总体积(km^3)	径流深度(m)	占世界水比例(%)	
				总水量	淡水量
1. 世界大洋水量	361 300 000	1 338 000 000	3 700	96.53	-
2. 地表水	134 800 000	23 400 000	174	1.69	–
淡地表水	134 800 000	10 530 000	78	0.76	30.06
土中水汽	82 000 000	16 500	0.2	0.001	0.05
3. 冰川和永久雪盖	16 227 000	24 064 100	1 463	1.74	68.7
南极	13 980 000	21 600 000	1 546	1.56	61.7
格陵兰	1 802 400	2 340 000	1 298	0.17	6.68
北极岛	226 100	83 500	369	0.006	0.24
山区	224 000	40 600	181	0.003	0.12
4. 冻土带地面冰	21 000 000	300 000	14	0.022	0.86
5. 湖泊	2 058 700	176 400	85.7	0.013	-
淡水	1 236 400	91 000	73.6	0.007	0.26
盐水	822 300	85 400	103.8	0.006	-
6. 沼泽	2 682 600	11 470	4.28	0.000 8	0.03
7. 河流水	148 800 000	2 120	0.014	0.000 2	0.006
8. 生物水	510 000 000	1 120	0.002	0.000 1	0.003
9. 大气水	510 000 000	12 900	0.025	0.001	0.04
全部水量	510 000 000	1 385 984 610	2 718	100	
淡水量	148 800 000	35 029 210	235	2.53	100

二、水平衡与热平衡的异同

水平衡和热平衡两者相似之处是明显的，所以常常相提并论。例如，都有收入与支出，并可达成某种平衡，两者也分别影响水温的分布或制约盐度的变化，虽然存在着一个全球平衡，但是并不存在局部平衡。当海水蒸发的时候，

它把盐分留了下来,因而使表层水变咸。海洋表层盐度图表明了这种局部不平衡的特点。在大洋的中心区,由于那里蒸发量超过降雨量,所以表层盐度高于平均数。而在那些蒸发量小于降雨量的地方,则其盐度小于平均值。一般说来,沿岸区域的盐度都比大洋里低一些,这是由于江河流入的影响。在测得的表层盐度和降水与蒸发的差值之间可能存在着一个近似的定量关系。

但地球上的水量平衡与热量平衡却有质的不同。这是因为,地球上热量的来源基本上只靠太阳辐射这一外部热源的输入,在各种过程的制约下,地球以及海洋的热量收支得以达成某种平衡,尽管海洋热收支中有些过程,如蒸发与凝结,辐射与逆辐射等,似为可逆,但是不像地球系统内的水循环那样可周而复始,所以讨论地球或海洋的热量收支时,只能称为热量平衡而不能称为"热量循环"。

水量平衡却不然,水的来源几乎完全靠地球自身,又在地球系统自身之内周游而循环,所以也称为水循环(图 3.3-1)。

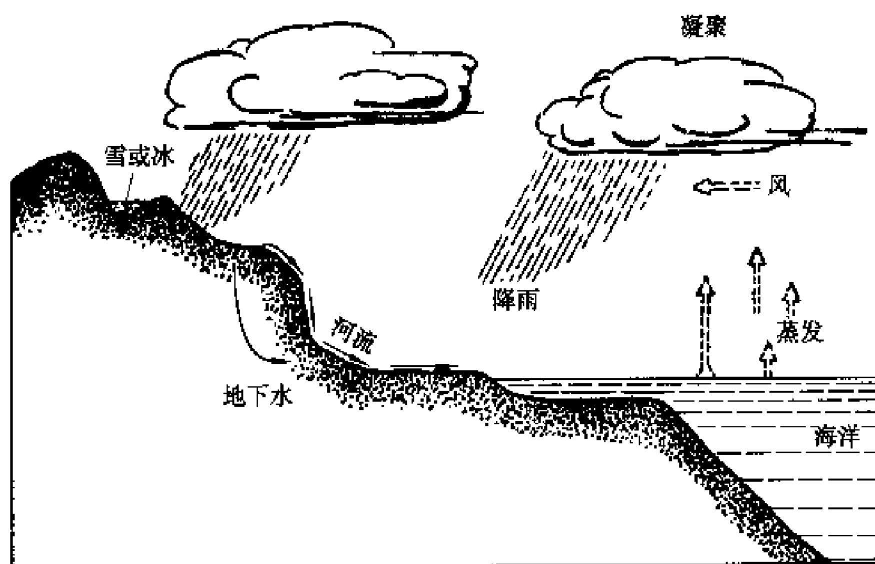


图 3.3-1　水循环示意图

据计算,每年河流带进海洋的、溶解的固体物质大约是 3×10^{12} kg。还不到海洋含盐总量的 10^{-7}。即使所有进入海洋的盐分都完全溶到海水里(事实当然并非如此),那么,用现在的测量技术也只能确定大约 500 年后平均盐度的增加情况。

三、海洋的水量平衡

海洋中水的收入主要靠降水、陆地径流和融冰,支出则主要是蒸发和结冰。

蒸发是海洋热平衡中的重要分量，前面已介绍它使海洋耗失巨额热能，与此同时也使海洋支出了巨额水量。据计算，每年海洋因蒸发而失去水量约为 $440\times10^3\sim454\times10^3$ km³，如果海洋得不到水量补充的话，世界大洋的水位将下降 124～126 cm。然而蒸发在海洋上的分布是很不均匀的，在南北亚热带海域出现两个极大值，海面年蒸发量可达 140 cm 左右，在热赤道附近下降到 110 cm 左右，至两极最低，不到 10 cm。

以固体冰形式被冻结在陆地上的水量约为 24×10^6 km³，如果这些冰全部融化并流入海洋，会使海平面上升 66 m。这就是现在全球气温上升令人担忧的原因。

海洋水量收入以降水最为重要，由大洋接纳的降水总量可达 $411\times10^3\sim416\times10^3$ km³，但其分布不均匀。不仅低纬与高纬海域降水量差别大，而且随纬度的变化比蒸发更复杂。除纬度大于 50°的高纬海域外，蒸发与降水的曲线，几乎是反位相的。图 3.3-2 给出 $E-P$ 的经向分布，由此可以看出，蒸发大，降水少的区域盐度高，反之，盐度低。

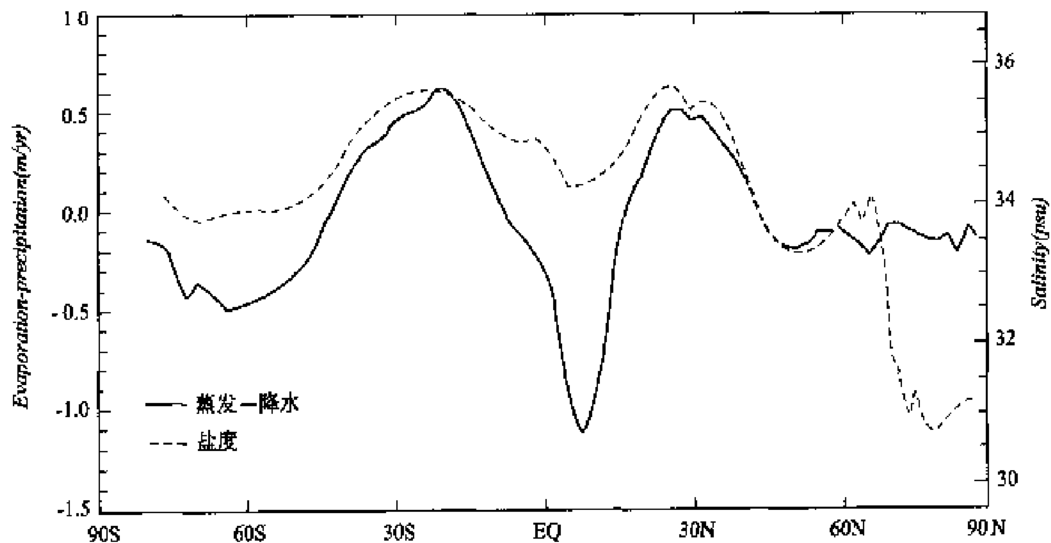


图 3.3-2　世界大洋表面的蒸发与降水差($E-P$)和盐度(S)的经向分布(Levitus, 1982)

图 3.3-3 给出年蒸发量与降水量之差的全球分布图，资料来自于 NASA Goddard Space Fligt Center。图中阴影区是降水超过蒸发。由图可以看出，南北纬 40°以内区域，主要特点是蒸发大于降水，40°以外向极海域和近赤道海域，蒸发少于降水。

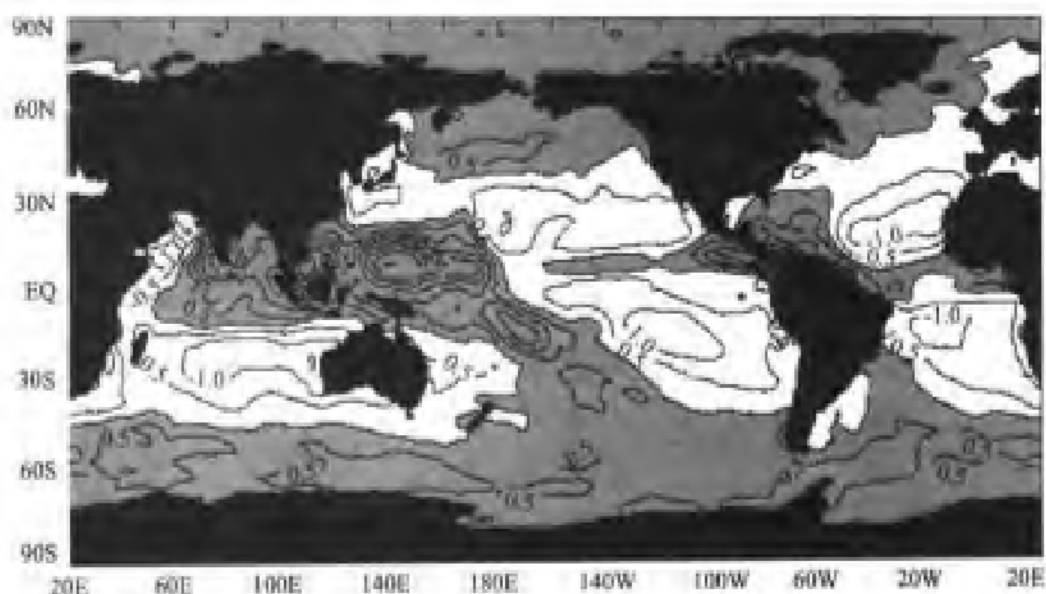


图 3.3-3　蒸发与降水之差(m/a)(Robert H. Stewart)

地表径流及地下水入海，是海洋水量收入的另一重要的项，估计年总量 $29\times10^3 \sim 38\times10^3\ km^3$，其中又以地表径流为主。世界上径流量最大的河流是亚马孙河，几乎占全世界总径流量的 20%，其次是刚果河，但它仅为前者的 23.3%。考虑到北美洲还有密西西比河等大河，欧洲也有许多河流注入，致使大西洋的入海淡水量高居各大洋之首；若将这些淡水均匀展布于整个大西洋，可使洋面上升 23 cm。太平洋则相形见绌，注入的最大河流是我国的长江，虽有居世界第三位的径流量，但仅及亚马孙河的 18.9%，更兼太平洋洋面广袤，年入洋淡水量只能使水位提高 7 cm。还有 $1.2\times10^3\ km^3$ 的水量，是由陆冰滑落入海融化而得的，这一过程主要发生在极地海域。

南极大陆是世界上最大的冰山源地，冰川由南极大陆腹地以每天 1 m 的速度向低处推进，断裂入海后则形成巨大的冰山，有的长逾 100 km，宽达数十千米。北极海域的格陵兰岛也是冰山的发源地，仅仅随拉布拉多寒流漂游到大西洋的冰山，每年就多达 388 座。这些冰山终将融化，对局部海域的水量平衡也有不可忽视的影响。

局部海洋水量收入与支出的不平衡，则导致水位的上升或下降，这又会引发海水产生相应的流动，从而使水位、水量得以调整。引入水量平衡方程式：

$$q = P + R + M + U_1 - E - F - U_0 \tag{3.3-1}$$

式中，P 为降水，R 为大陆径流，M 为融冰，U_1 为海流及混合使海域获得的水量，E 为蒸发，F 为结冰，U_0 为海流及混合使海域失去的水量，余项 q 为研究海域在给定时间内水交换的盈余($q>0$)或亏损($q<0$)。

对整个世界大洋而言，U_i 和 U_0 完全相互抵消，M 和 F 也大致相等，则有

$$q = P + R - E \tag{3.3-2}$$

该式对某些特定海域有时也是适用的，如在大多数海域中可不考虑 M 和 F 的影响，而在具有封闭环流系统的海域内，U_i 和 U_0 也基本上趋于零，故可引用(3.3-2)式来研究水量平衡。

式(3.3-2)表明，大陆径流、降水和蒸发三项，就基本上决定了整个世界大洋的水量平衡。表 3.3-2 给出世界大洋的水量平衡。它引用自 Budyko (1974)的计算，括号中的值引自 L.I. Zubenok(1956)的计算结果。就世界大洋总平均而言，$R = 12\ \mathrm{cm \cdot a^{-1}}$，$P = 114\ \mathrm{cm \cdot a^{-1}}$，$E = 126\ \mathrm{cm \cdot a^{-1}}$，故 $q = 0$。当然，对某个大洋若只考虑这三项，就不能保持 $q = 0$。例如，太平洋因降水与径流之和大于蒸发，水量有盈余，可向大西洋输出。大西洋则因 $E > P + R$，每年可导致水位损失 12 cm，要靠太平洋、北冰洋来补充。北冰洋水量的盈余，主要是因蒸发小而径流多所致，流入北冰洋的河流，如叶尼塞、勒拿河、鄂毕河等，虽然其总流量只及亚马孙河的 1/3，但因北冰洋面积小，折算为水位就与大西洋的径流效应相当，而其蒸发量折算成水位则不到大西洋的 10%。所以，北冰洋水量盈余多而盐度低。盐度低又可使海水冰点升高，从而使海水较易结冰。

表 3.3-2 大洋的水量平衡

大洋	降水量(cm/a)	蒸发量(cm/a)	陆地径流(cm/a)	向周围海域的流出量 U_0	
				U_0(cm/a)	q($10^4\ \mathrm{km^3/a}$)
太平洋	133(121)	132(114)	7(6)	8(13)	(2.0)
印度洋	89(78)	124(104)	23(20)	−12(−6)	(−0.5)
大西洋	117(101)	132(138)	8(7)	−7(−30)	(−2.1)
北冰洋	(24)	(12)	(33)	(35)	(0.5)
总和	114	126	12	0	0

第四节 世界大洋的温度场

世界大洋总体平均的水温为 3.8℃，位温是 3.59℃；太平洋的这两种平均值分别为 3.7℃ 和 3.36℃，大西洋为 4.0℃ 和 3.73℃，而印度洋为 3.8℃ 和 3.72℃。当然，世界大洋和各海区水温的实际分布，比这种平均结果要复杂得多。

一、海洋水温的大面分布

(一) 表层分布

世界大洋表层水温冬季(1月)和夏季(7月)的分布，如图3.4-1、图3.4-2所示。

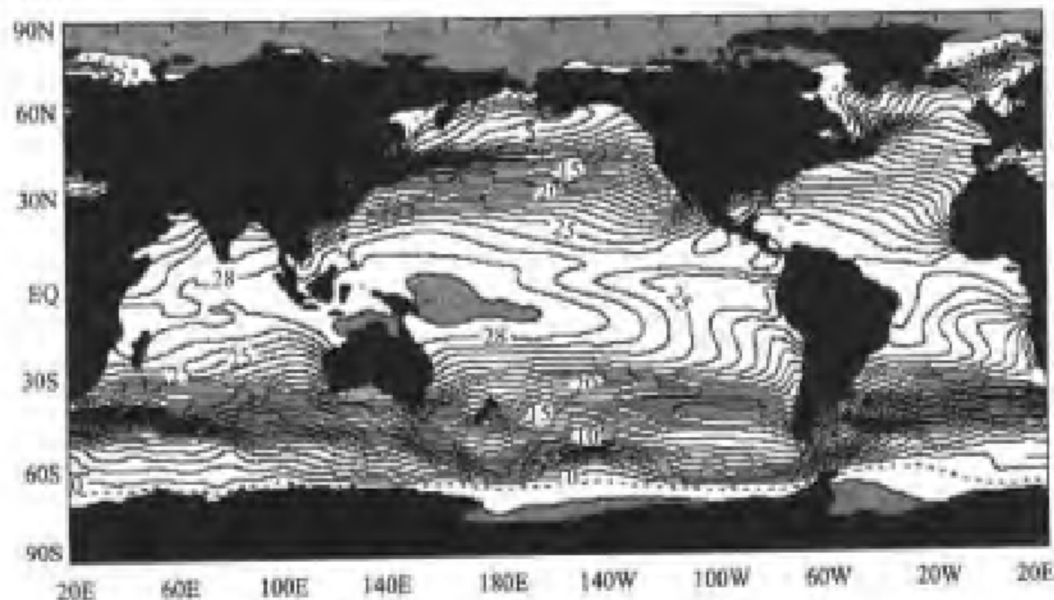


图3.4-1 世界大洋冬季(1月)水温分布(Reynolds and Smith, 1995)
(阴影区温度超过29℃)

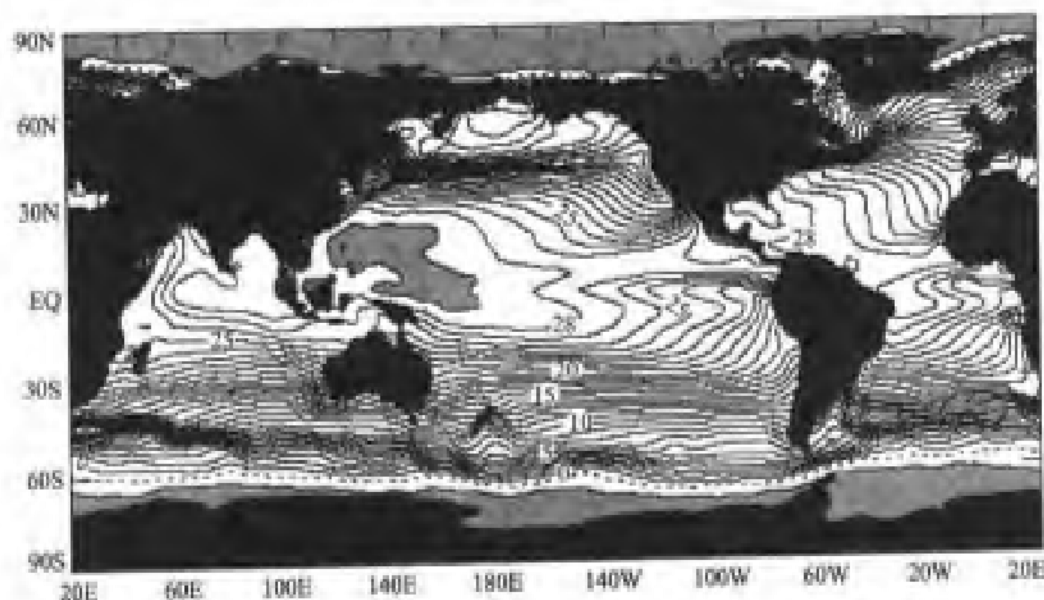


图3.4-2 世界大洋夏季(7月)水温分布(Reynolds and Smith, 1995)
(阴影区温度超过29℃)

由图看出，冬、夏最高温度都出现在西太平洋和印度洋的近赤道海域，可达28～29℃，只是28℃线包络的面积，在西太平洋夏季更大，位置也更偏北一些。如果将表层水温经向变化的极大值点，用点虚线连接起来，称为热赤道，那么，冬夏温度的变动就更清楚了。大西洋亦有这种变动规律，不过其最高水温值超过28℃的范围小一些。

由热赤道向南北极，水温渐次降低，到极圈附近已降至0℃；在极地冰盖之下水温更低，可达－2℃左右。大洋表层的等温线在大部分海域有和纬向平行的趋势，特别在40° S以南，等温线几乎与纬线平行，且冬季比夏季更明显，这与太阳辐射的经向变化特点是密切相关的。但是，在北半球从亚热带至温带海域，等温线由西向东逐渐发散，于是在太平洋和大西洋北部便形成如下的水温分布格局：在亚热带至温带海域，西部水温高于东部，而在亚寒带至极地海域，则东边高于西边。两侧水温的这种差异，大西洋比太平洋更明显，夏季有6℃左右，冬季可达12℃之多。这一分布特点的形成，与平流热输送息息相关。两大洋西侧的低纬至中纬度海域，有大洋中最强的暖流——湾流和黑潮，东侧分别有加那利寒流和加利福尼亚寒流；在高纬海域，西侧是拉布拉多寒流和亲潮，而东侧则是湾流和黑潮延续之后的暖流。在南半球的中、高纬度海域，三大洋连成一体，有著名的南极绕极流横贯全纬度，所以各大洋东、西两侧的水温，没有北半球那样显著的差异。

海流对水温分布的另一个重要影响是使寒、暖流交汇处的等温线特别密集，亦即水温的水平梯度显著增大，这在黑潮与亲潮、湾流与拉布拉多寒流之间表现得很明显，所谓极锋就是这一带水温水平梯度特别大的海域。在大洋的边缘海区，如黄海、东海，由于海流的影响也出现水温锋，只是季节变化大，不像极锋那样明显而稳定。

（二）深层分布

太阳辐射的直接影响，仅达厚度不大的海洋上层，大洋次表层之下的水温分布，带状特征已不复存在，海洋环流对水温分布的影响表现得更明显。图3.4-3为大洋500 m层水温分布。

由图可见，水温的经向梯度大为减小，而在大洋西部边界流的相应海域，则出现明显的高温中心。大西洋和太平洋的南部高温区可高于10℃，太平洋北部可高于13℃，而北大西洋最高，达17℃以上。在1 000 m深度上水温的经向变化更小。4 000 m以深，温度分布更趋均匀，整个大洋的水温差不过3℃左右。近底层的水温分布低于零度，主要是受南极底层水团的影响所致。

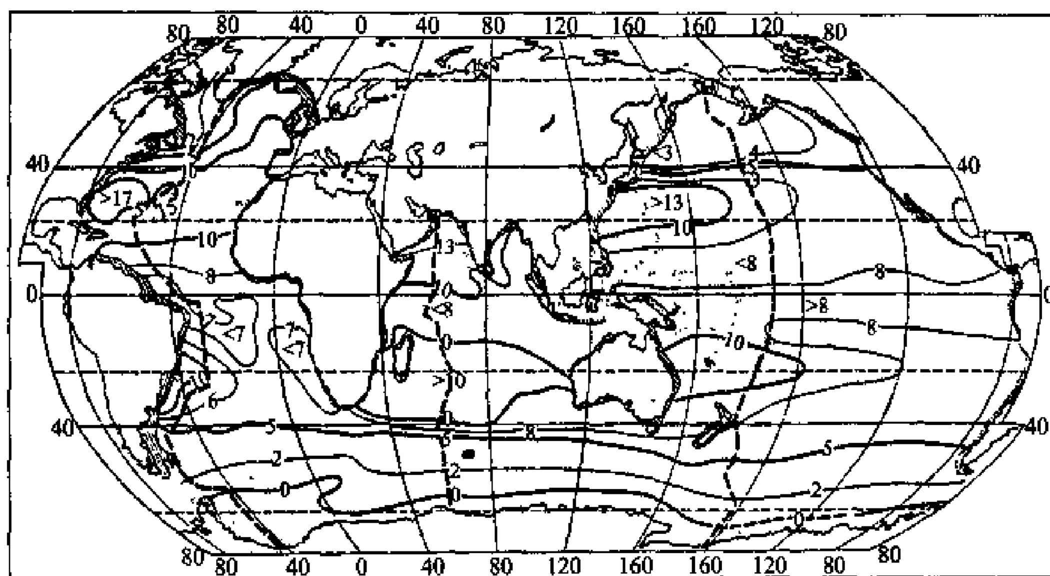


图 3.4-3　世界大洋 500 m 层水温分布(Стенанов, 1974)

二、海洋水温的铅直向分布

图 3.4-4 为大西洋准经向断面水温分布。低纬海域的暖水只局限于薄薄的近表层之内;其下便是水温铅直梯度较大的跃层,在不太厚的水层中水温由 17℃降到 7℃。

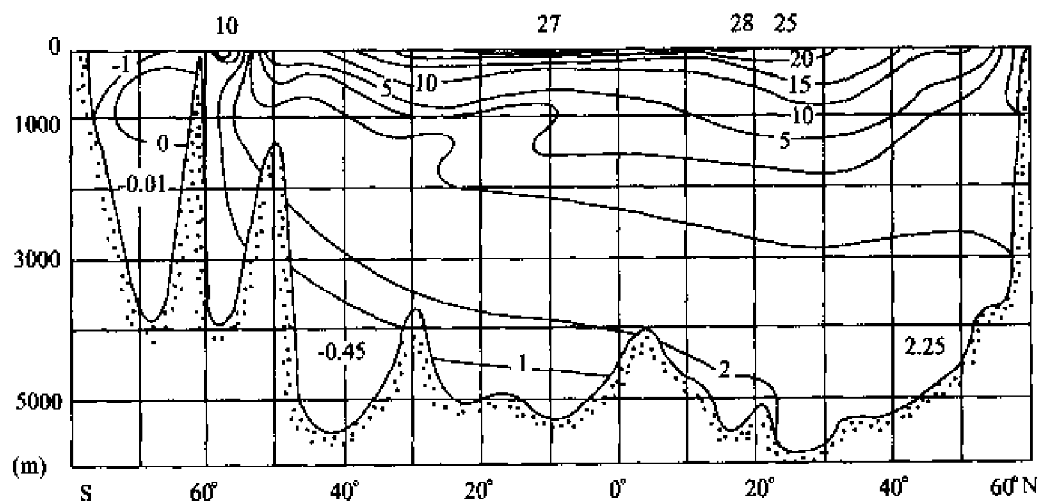


图 3.4-4　大西洋准经向断面水温分布(Некрасона, Стенанов, 1974)

此层一般称为大洋的主温跃层,又称为永久温跃层。主温跃层之下,水温愈来愈低,如大西洋深于 1 200 m 的各个区域,水温普遍都低于 7℃,在太平洋,3 000 m 层平均水温仅 1.6℃,但铅直梯度并不大。若以 12℃等温面作为

主温跃层的"核心",可以看出主温跃层并不随纬度变化而单调地升降。它在赤道海域上升而在亚热带下降,到中纬度海域复又上升,至亚极地可升达海面,形成极锋(Dietrich,1980)。因此主温跃层深度的经向分布,以赤道为对称点,呈"W"形。

以主温跃层为界,可把大洋水体分为两部分:其上为水温较高的暖水区,其下称为冷水区(A. Decant,1961)。主温跃层之上的暖水区,由于受动力(如风力和波浪的搅拌)和热力(如蒸发增盐或降温增密)等因素的作用,促进了上层海水的铅直向混合。使表层及其下一定厚度的水层内温度趋于均匀,形成了大洋的水温准均匀层。准均匀层的厚度在不同海域或不同季节是有差别的。例如,夏季在中纬度和亚极地海域,季节性温跃层之上的均匀层很少超过60~70 m,而在亚热带和热带,上均匀层厚度可达100 m甚至更大。冬季由于蒸发增盐、降温增密,对流混合所达深度更大,如大洋的亚热带海域上均匀层厚度可达150~250 m(Fuglister,1960),中纬度海域的上均匀层厚度更达300~400 m(Joseph,1961),像地中海等某些内海,甚至直达海底。在极锋向极的一侧,虽然已不属暖水区,但也有上层的准均匀层,冬季对流混合所达深度不大。威德尔海、格陵兰海和拉布拉多海中的对流下沉,对整个世界大洋深层和底层水团的形成是有重要意义的。

大西洋水温分布的特点,在太平洋和印度洋也存在。综合分析各大洋不同气候带的水温铅直分布,可见在热带、温带和寒带海域,既有共同的特征,如中、深层水温的铅直向梯度均较小;也有各自不同的特点,尤其是在上层。

近海海域,海水温度上均匀层厚度很薄,例如夏季,渤海上均匀层厚度只有5 m左右,黄海5~10 m,东海10~20 m,即使南海这样深海域也只有20~30 m,局部区域可达50 m,冬季,渤海、黄海水温上下层基本均匀。

三、水温随时间的变化

(一) 水温的日变化

许多实测资料及研究表明,大洋水温的日变化是不大的。水温日变化基本上呈正弦曲线形式,日较差小于0.5℃,最高温度出现在下午(地方时15~16时),最低温度出现在早晨(地方时约5~6时)。由热量平衡的讨论,很容易解释这一变化规律。

一般来说,下层日较差平均小于表层,但是内波可导致表层之下的水温日较差超过表层。

浅海和边缘海中的日变化更为复杂。仅就表层而言,不但受制于太阳辐射的日变化,还与潮流等多种动力或热力因素有关,因而日变化曲线不限于一

峰一谷的正规形式，图3.4-5就是青岛近海温度日变化的一个典型的例子。观测期间天空布满低云，所以0和5 m层温度日变化不超过1℃。但是10 m层温度日变化可以超过7.6℃，15 m层水温日变化也超过6℃。即使到了底层温度日变化仍然达到4 ℃左右。在夜间0点和白昼13时后分别出现温度最高值，和当地半潮周期一致。且不同海区不同月份的水温日较差也大相径庭。由表3.4-1可见，平均日较差以渤海最大，南黄海最小；就季节来说，除长江口外，都是春季最大而秋季最小，长江口附近则是春、夏季大，冬季小。

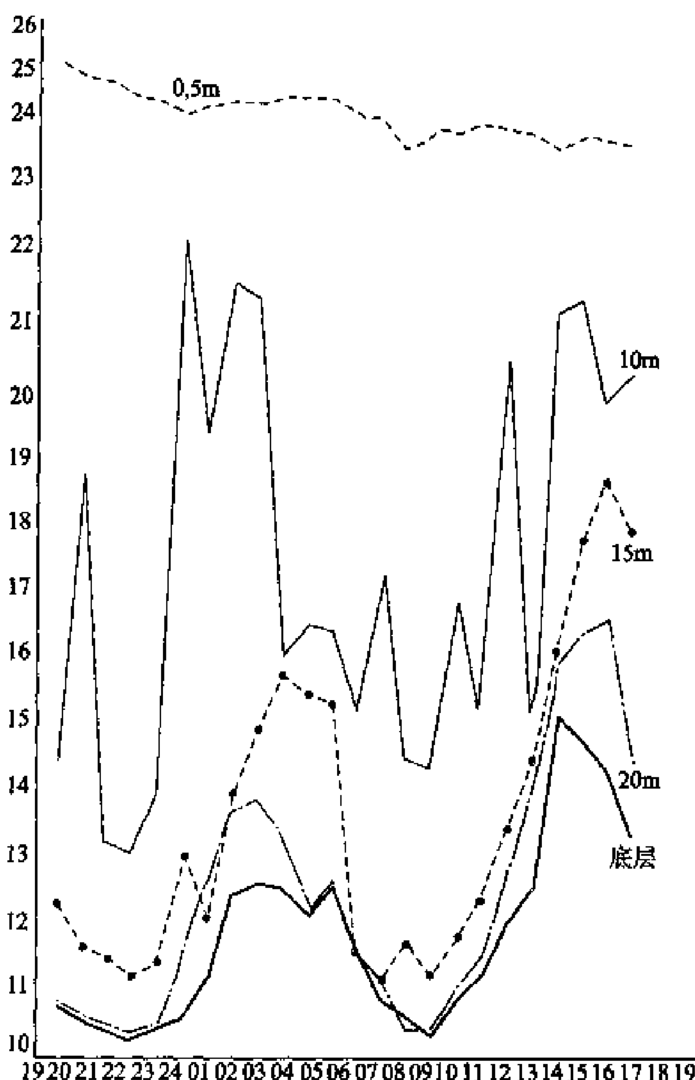


图3.4-5 青岛近海夏季水温日变化

表3.4-1 中国近海各海区表层水温的平均日较差(据汤明义，1987)

月份	渤海	黄海北部	黄海南部	长江口附近
1～3	1.4	0.8	0.7	0.7
4～6	2.3	2.3	1.3	1.4
7～9	1.8	2.1	1.0	1.5
10～12	1.3	0.7	0.6	0.9

(二) 水温的年变化

由于地轴的倾斜及日—地距离的变化，太阳辐射能有明显的年变化，故海洋水温相应也有年变化。大洋表层水温受太阳辐射的影响最直接，因而具有

正弦曲线式的年变化特征，尤其中、高纬度海域更明显；热带海域由于 1 年内太阳有两次当顶直射，故有半年周期变化。至于最高、最低水温的出现时间及年较差的大小，则因不同海域还受到盛行风和海流、结冰融冰等影响，因而变化万千。

赤道海域表层水温年较差小于 1℃，它与该海域太阳辐射年变化较小有直接关系。南极大陆周围海域表层水温的年较差也小于 1℃，它与结冰和融冰的影响有关。冬季结冰既放出结晶热，而冰的热导性差又减少了海水热量的散失，所以水温的下降变缓；夏季融冰时要吸收大量的融解热，则减少了夏季增温的幅度。亚热带海域特别是温带海域，表层水温年较差大，它与当地四季交替明显有关。由于受寒、暖流的影响，水温锋区的年较差更大。例如，湾流和拉布拉多寒流的锋区年较差达 15℃，在日本东北部可达 17℃。总的看来，南半球由于洋面宽阔，南北向洋流不像北半球那么强，故年较差相对北半球要小得多。

在边缘海、浅海和内海，表层水温较差也相当大，如日本海、黑海和渤海、黄海都可达 20℃，北黄海中部可达 21℃ 以上，渤海北部区域大于 28℃。即使南黄海中部和东海北部也不小于 15℃。在某些沿岸浅水区甚至可达 30℃。

表层之下水温的年变化，情况更为复杂。如果说，大洋的上均匀层年变化尚属正弦形式，那么，在跃层内及其下，年变化过程曲线可就千差万别了。其原因就在于，这些层次的升温，基本上不是直接靠太阳辐射，而主要靠混合及平流作用。

第五节　世界大洋的盐度场和密度场

和水温类似，盐度与密度也是空间和时间的函数。

一、海水盐度的大面分布

世界大洋的总盐量约为 4.57×10^{19} kg，若将其全部析出并均匀铺满地球表面，其厚度可达 70 m。各大洋的盐度平均值以大西洋最高，为 34.90，印度洋次之，为 34.76，太平洋则只有 34.62。但是海洋表层盐度，各处相差却很悬殊，在某些边缘海和内陆海，可测到很高的盐度值，如地中海为 39.10，红海可超过 42.00；而在另一些内海或海湾盐度却很低，如黑海为 15～23，波罗的海为 3～20，在孟加拉湾和几内亚湾也很低。究其原因，盖因受水量收支影响，盐度大的海域，因蒸发大于降水且径流量少，如红海几无河流汇入；盐度小的地方，则因降水大于蒸发，或有大河注入而致。

就大洋表面盐度的多年平均而言，其经向分布与蒸发降水差（$E-P$）有

极为相似的规律。若把大洋表面盐度的区域分布图 3.5-1,与年蒸发降水差

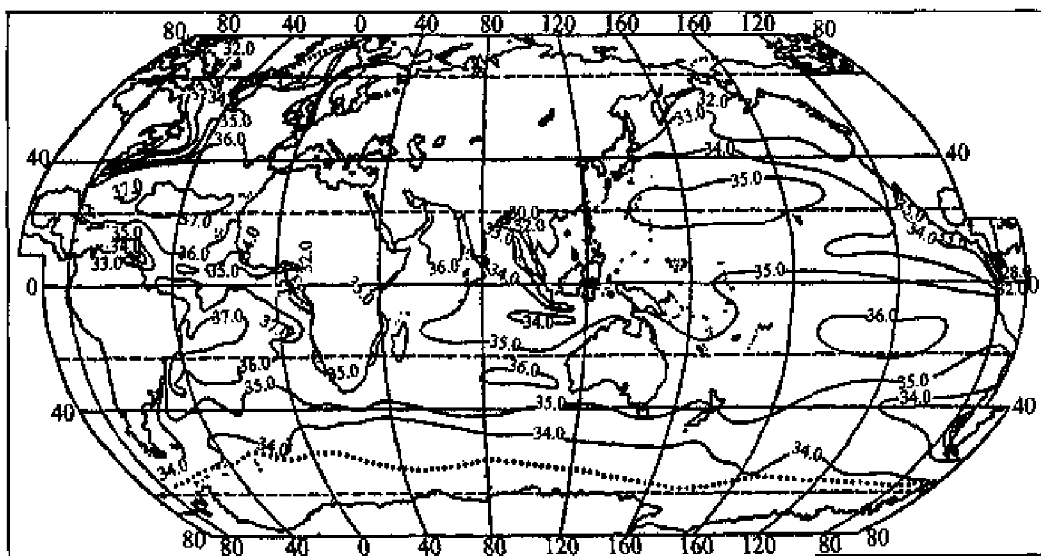


图 3.5-1 世界大洋 8 月表面盐度分布(Стенанов, 1974)

的地理分布图 3.3-2 相对照,就会发现它们分布规律极为相似。例如南北两个亚热带海域,蒸发降水差呈明显的高值带状分布,大洋表层盐度也有对应的高值带状区:北、南太平洋分别达 35 和 36,大西洋更高达 37;在赤道海域蒸发降水差为低值,对应的大洋表层盐度也是低值带状分布。大洋表层盐度明显偏离带状分布的区域是印度洋北部和太平洋西部,而这些地方盛行季风,蒸发降水差也与上述带状分布有偏离。中美洲和南美洲西岸、几内亚湾和孟加拉湾,由于降水远远超过蒸发则是显著的低盐区。

大西洋的蒸发超过降水和径流量,故其表层盐度平均值居四大洋之首,可达35.50;太平洋相反,平均盐度最低,南太平洋为 35.20,北太平洋仅为 34.20。

靠近极地海域,盐度降到 34.00 以下,除了蒸发降水差为负值可予解释外,融冰的影响也是重要原因之一。大西洋东北部的挪威海域,虽已靠近极地,但盐度却相当高,这是由盐量的平流输送造成的,即北大西洋流和挪威海流把高盐海水携运到这些海域来的结果。

盐度水平梯度特别大的海域,多在径流冲淡的水域或寒、暖流的交汇之处,这显然是因为它们的盐度性质相差悬殊而造成的。

大洋表层盐度的冬、夏分布,不像水温那样差异明显,只是在季风影响特别显著的海域,如孟加拉湾和南海北部海区才有较明显的差异。这些海域季节降水量很大,盐度甚低;冬季降水量减少而蒸发增强,所以表层盐度有所增加。

表层之下盐度的分布,因蒸发、降水和径流等影响逐渐减弱甚至消失,区域性的差异也逐渐变小,层次愈深,差异也越小。例如在 500 m,整个大洋的盐度差下降到 2.3 左右,至 2 000 m 则只有 0.6,充溢于大洋深层和近底层的海水,其盐度基本上是均匀的。

二、海水盐度的铅直向分布

从太平洋和大西洋经向断面的盐度分布,可以了解世界大洋盐度铅直向分布的主要特征(图 3.5-2、图 3.5-3)。

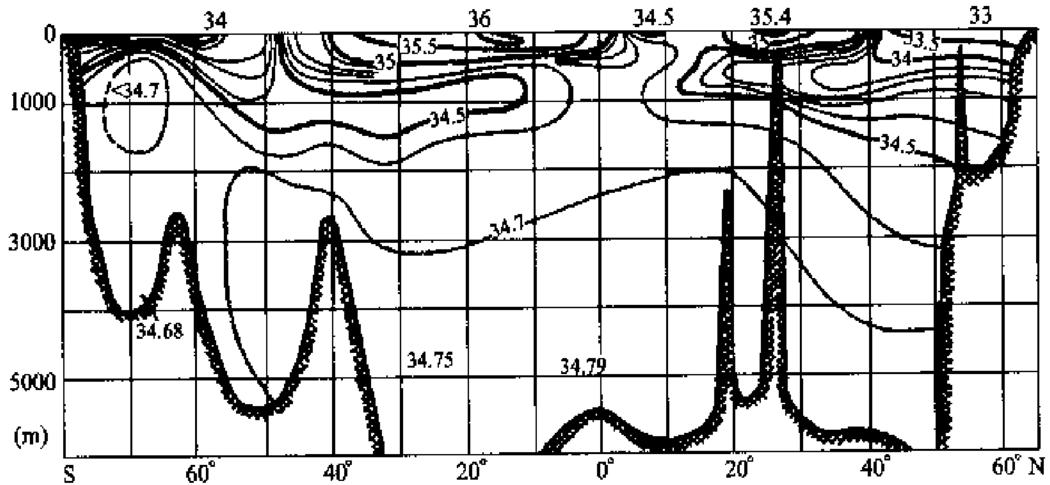


图 3.5-2 太平洋经向断面盐度分布(Некрасона, Стенанов, 1963)

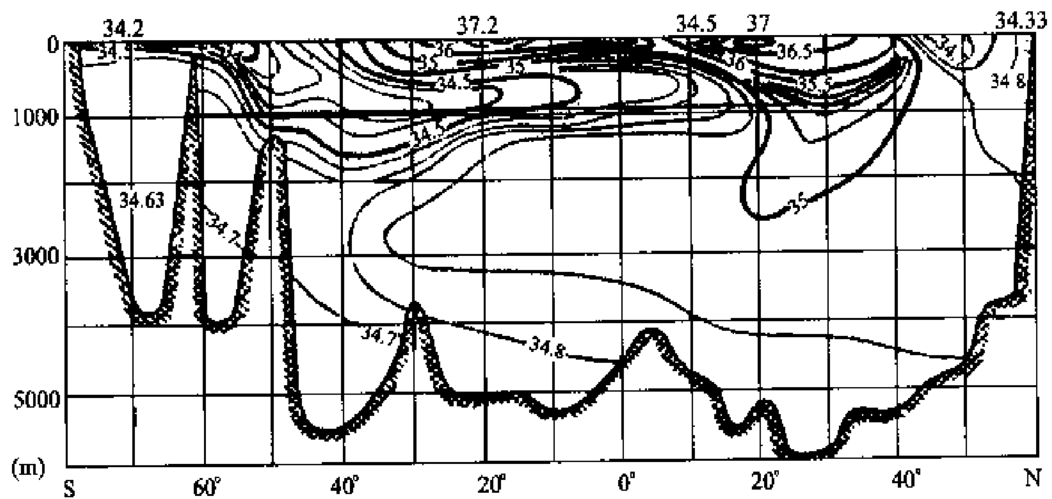


图 3.5-3 大西洋经向断面盐度分布(Некрасона, Стенанов, 1963)

大洋表层之下的盐度分布,与表层有很大的不同。低纬海域表层的低盐水只涉及不大的深度,其下方便是厚度相当大的一层高盐水。从图中看出,这

一高盐水体是和从南半球亚热带海面向下伸展的高盐水舌连在一起的;高盐水舌可以越过赤道,直到北纬5°左右。相比之下,北亚热带向下伸展的高盐水舌则逊色得多。高盐水舌的核心,南大西洋高达37.20以上,南太平洋也可达36.00。从高盐核心层向下,等盐线相当密集,形成铅直方向上的盐度跃层,跃层中心大致在300～700 m的深度上。跃层上下的盐度差,在南太平洋和南印度洋可大于1.0,南大西洋则高达2.5。盐度随深度降低虽能使海水密度减小,但由于水温随深度的降低很快,水温的增密效应,可以使盐度跃层仍能保持其稳定性。

盐度跃层之下又出现一个低盐水层,最低盐度仅34.00,最高也不过34.60～34.70。低盐水来自亚极地海面,即在南纬45°～65°这一海域,低盐水体从这里下沉,沿着500～1 500 m的层次中向北扩展。这个低盐水体通常称之为南极中层水。低盐中层水进入三大洋的中、低纬度海域,在大西洋,它可以越过赤道直达20° N;在太平洋亦可到达赤道附近;在印度洋则只限于10° S以南,因为源于红海、波斯湾的高盐水,下沉之后也在600～1 600 m的水层中向南扩展,从而阻止了它的北进。在北大西洋的中层,也有相应的低盐中层水(50° N)和高盐中层水(20° N),前者在纬度位置上虽与南极中层水的源地相当,但其势力却弱得多——范围小而盐度值高;后者则为地中海高盐水,它与印度洋的红海水相当,也是世界大洋中最显著的中层高盐水。地中海水在北大西洋的影响范围相当广阔,东北方向可达爱尔兰,西南可到海地岛。在北太平洋,也有相应的低盐中层水(50° N),尽管其形成机制与南太平洋不尽相同;然而,却未发现有与地中海水、红海水相对应的高盐中层水。

在低盐中层水之下,海水盐度值稍有升高,这个水体称之为大洋深层水。如北大西洋深层水盐度可达34.90;深度再增加后,盐度又有少许降低,这就是大洋底层水。充溢于各大洋底部的底层水,盐度在34.70以下。由于这些水体温度很低,甚至降到0℃以下,密度并未因降盐而减多少,所以能稳定地潜居于深邃的大洋底层。

大洋不同纬度带海面上,分别有高盐水和低盐水下沉并能在不同深度上散布,关键在于其自身的密度的大小,当然也受大洋环流的制约。盐度不同的海水,在不同纬度带的海面下沉,又散布于深度不同的层次上,这就使得盐度的铅直向分布,在不同气候带海域内形成了迥然不同的特点。

三、盐度的日变化和年变化

（一）盐度的日变化

大洋表层盐度的日变化，在低纬海域较小，不超过0.05(Defant，1961)。下层因受内波影响，日较差可以大于表层。

在浅海区域，季节性跃层的深度更小，内波等引起的盐度日较差增大现象，可出现于更浅的水层中。近岸海水盐度的变化，受潮流的影响很大。

（二）盐度的年变化

由于降水、蒸发、结冰和融冰都有年周期变化，所以海洋表层盐度的年变化也有周期性。例如，在白令海和鄂霍次克海等亚极地海域，由于春季(大约在4月前后)融冰，表层盐度出现最低值，冬季季风引起强烈蒸发及结冰排出盐分，则使次表层盐度达1年中的最高值。中纬度海域，如黄海和东海，表层最低盐度值出现在降水和径流最大的夏季，东海在7月，而黄海推迟到8～9月，最高盐度值则一般在蒸发强而降水少的冬季出现。

表层盐度年变化过程曲线的形状，比温度复杂得多。再加上季节性跃层盛衰升降的影响，下层盐度的年变化，更趋复杂多样。在黄海冷水团、黄海暖流水和对马暖流水所影响的海域，由于侧向混合及冷、暖水的彼进此退，更使中下层盐度的年变化，呈现出更复杂多变的形式。

四、海洋的密度场

海水的密度是水温、盐度和压力的函数，这些影响因素本身也随时间和空间而变化。

（一）海水密度的空间分布

大洋表层密度的分布，主要受制于表层水温和盐度的变化。由于大洋表层温度在赤道区域最高，同时盐度在此区域也是极小值，因而赤道附近海域表层海水密度达最小值。随着纬度的升高，水温逐渐降低，密度则逐渐增大。虽然在亚热带盐度出现极大值，但因温度下降的不多，所以密度并未出现相应的极大值；在温带海域，虽然盐度剧降，但因水温下降的效应更显著，所以密度也未出现极小值，只是增密的速率有些减缓而已。图3.5-4为大西洋表面温度、盐度、密度随纬度的变化。太平洋和印度洋也类似，不过像孟加拉湾等降水多、径流量大的海域应属例外。

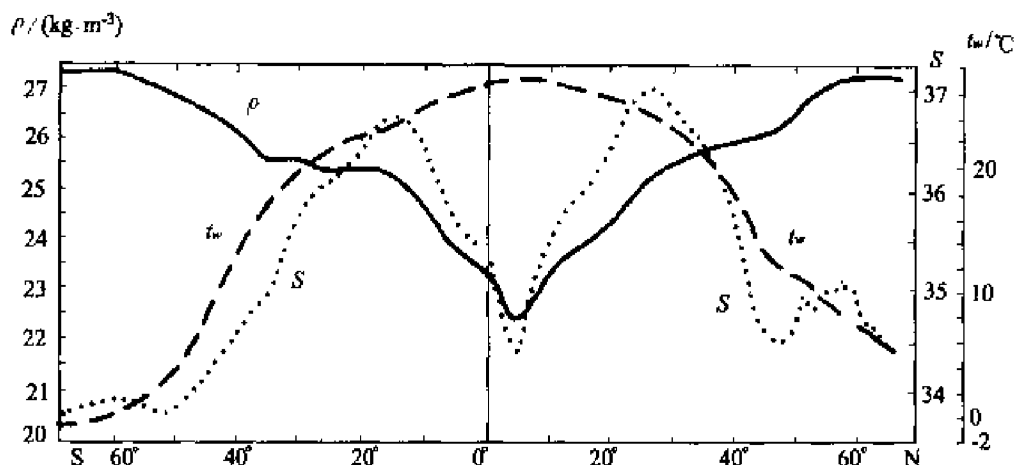


图 3.5-4 大西洋每 20 纬度年平均温度、盐度和密度(Dietrich, 1980)

在大洋的上混合层内,混合效应使得密度的铅直分布较为均匀,主温跃层既然是密度跃层的所在,故在不同的纬度上也有相应的起伏。主温跃层之下,因整个大洋的水温、盐度愈趋均匀,所以密度的水平梯度也随之减小。当然,由于受下层环流的影响,也能形成密度分布的局地特征。例如,因受西部边界流的影响,大洋西侧水温高,密度相应地就要小一些。

虽然密度基本都随深度增加而增大,但因不同气候带上温度和盐度的铅直向分布各具特色,所以不同气候带上密度的铅直向分布也颇有不同。热带海域跃层上方密度小而均匀,跃层的强度却很大;温带表层密度已增大,而跃层的强度却大为减弱;寒带表层密度更大,但铅直向梯度却不大,除非夏季融冰使表面一薄层密度减小,能形成浅而弱的跃层,冬季则产生大规模的对流和下沉。

海水下沉运动所能达到的深度,取决于它本身的密度及其下方的层结和环流状况。南极威德尔海和罗斯海,由于强烈冷却形成高密度冷水,所以能沿大陆坡一直下沉到海底,并继而向三大洋底部扩散。南极辐聚带的冷却次之,所形成的低温低盐水可下沉到中层,在 1 000 m 上下的水层中向北散布。亚热带辐散带的高盐水,因水温高,密度较小,则只能下沉到次表层内散布。

由于下沉后的海水都有向低纬海域散布的趋向,因而低纬海域铅直方向上水温、盐度和密度的分布,就与赤道至极地间大洋表面水温、盐度和密度的经向分布存在着相当密切的关系。

(二) 大洋密度的时间变化

大洋表层密度的日变化,主要受制于水温和盐度的日变化,大洋中水温和盐度的日变化不大,因而密度变化亦小,而且该变化所能影响的深度也不大。

若有跃层和内波振荡,则自然另当别论。

大洋表层密度的年变化,受水温和盐度的季节性、局地性影响很大,所以较复杂。中、下层密度的变化,受水温的区域性差异影响较显著。

由于密度跃层的形成,往往以温跃层的形成为先导,因而季节性密度跃层和季节性温跃层共生消,两者有着相同的生命史——春季形成,夏季强盛,秋冬衰亡。

第六节　海洋温度、盐度、密度的细微结构

所谓细微结构,通常是指海水状态参数(如温度、盐度、密度和流速等)铅直变化尺度小于常规海洋学观察层次间距的一些结构。这类小尺度的海水结构,一般又可分为细结构和微结构两种:铅直尺度为 1～100 m 的,称为细结构,铅直尺度小于 1 m 的,称为微结构。早在 20 世纪 40 年代,海洋学者已开始对海水温度和盐度分布的细结构进行初步研究,直到 60 年代以来,随着 CTD 的问世和应用,揭示热盐细微结构才成为可能。

实测资料表明,海水温度和盐度等状态参数在铅直方向上的分布,并不是像常规调查结果那样光滑而连续,而是存在着许多时空尺度较小的复杂结构。一个看似均匀的水层,实际是由许多尺度很小的水层构成的。在每层之内温度、盐度性质相对均匀,而在这些“均匀层”之间,则夹着厚度更小但梯度特别大的过渡层,有的“层”甚至只能称为“界面”。强梯度薄层内的梯度值,一般比铅直平均的梯度值高 1～2 个量级。并且,常伴随显著的流速铅直切变。这些水层在准水平方向上的尺度,远大于其铅直尺度,甚至可展布于相当大的海域,而且具有某种相对稳定性。

这种薄层结构通常有两种形式:一种是阶梯状结构,另一种是不规则的扰动型结构。图 3.6-1 是地中海溢流区域(34° N, 11° W)的温度断面图(B. Magnell, 1976),很容易看出陡峻的阶梯式温度梯度的存在。在 10 m 左右的间隔内,温度阶梯一般小于 0.1℃。图 3.6-2 为东中国海温度、盐度不规则扰动型结构(鲍献文, 1999)。

细微结构的形成原因可能多种多样,但作为上混合层,海面风致混合的影响当然起作用。然而,如图 3.6-1(a)处所示的中、下层阶梯状结构,就不能用海面风混合作用来解释。现在研究表明,形成的原因之一是双扩散对流,即温度的扩散系数显著大于盐度扩散系数而造成的。当高温、高盐水和低温、低盐水叠置且呈稳定层结时,若上、下密度差异小,由于分子热传导效应比盐量扩散效应强得多(热传导系数量级为 $10^{-3}\ cm^2 \cdot s^{-1}$,盐分子扩散系数为 $10^{-5} cm^2 \cdot s^{-1}$),

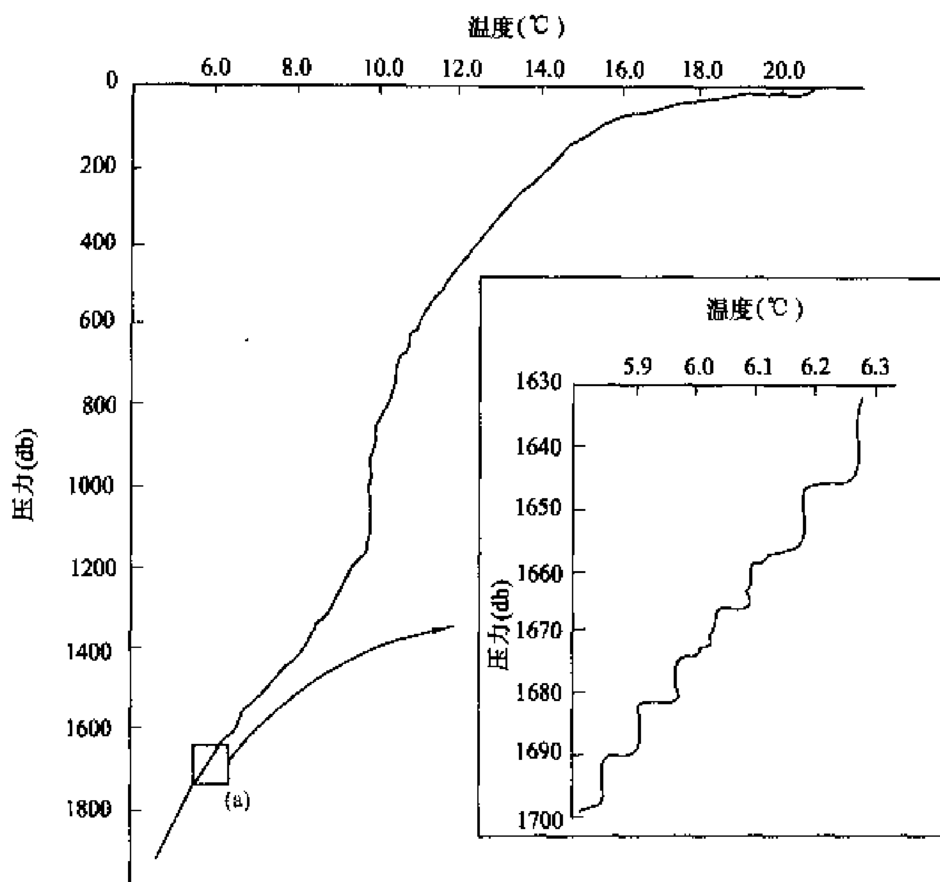


图 3.6-1　地中海溢流区阶梯状温度细结构

则上层海水因失热较快而冷却下沉,下层则因受热较快而增温上升,于是产生双扩散对流。这时会在界面上出现簇状小长柱,长度一般介于 20～30 cm 之间,水柱间距离约 1 cm,通常形象地称为"盐指"。下降和上升的盐指,分别从界面的上、下表面沉降和升起,离开盐指生成处稍远的海水会带来补偿,故使界面仍能保持原来的强梯度薄层状态。然而,界面上、下的水层,却因升降盐指的搅拌而趋均匀,这种过程的继续,就形成了多层阶梯状结构。如果上层是低温、低盐,下层是高温、高盐又能维持稳定层结时,则可产生双扩散层结现象,即界面之上的低盐水因受热快而增温上升,界面之下的高盐水因失热较快而冷却下沉,对流的结果也能形成多层阶梯状结构。流入大西洋的地中海水的下部,属于前一种情况,而流入北冰洋的大西洋水的上部,则为后者。

不规则扰动型薄层结构,也是相当普遍的,如东海对马暖流区就曾观测到这种结构。由于该海域水系复杂,不同水团在此交汇角逐,形成复杂的锋面,因而有助于不规则扰动型薄层结构的形成。

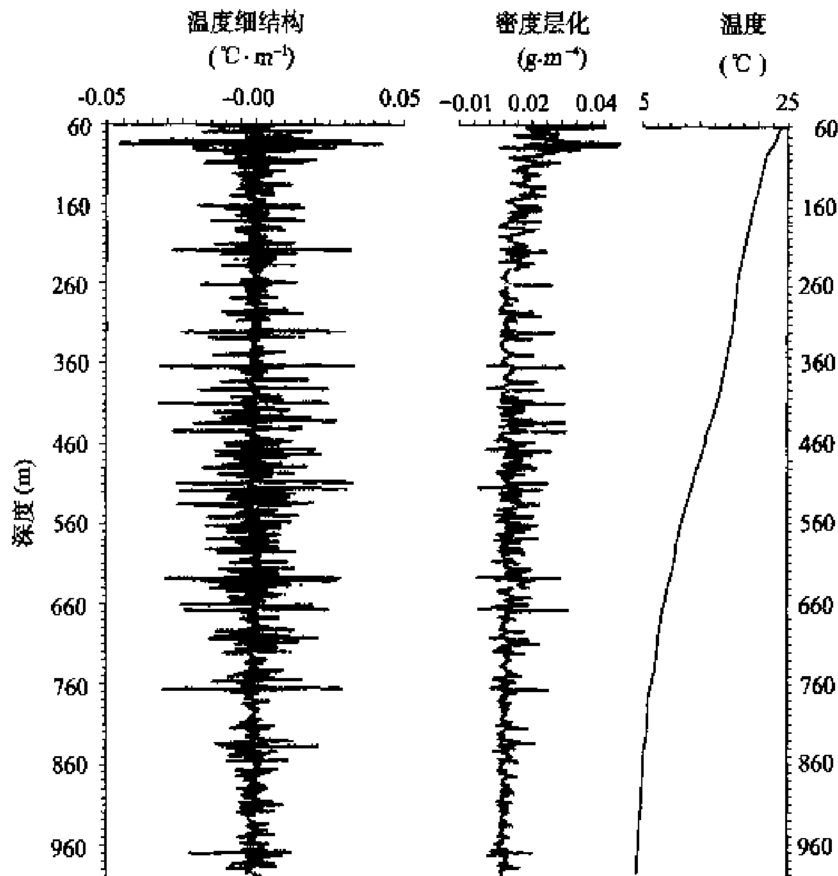


图 3.6-2 平中江海温盐度的薄层结构(鲍献文,1999)

甚至就在温跃层(往往也是密度跃层)之中,也存在着细微结构。这的确有悖于传统的跃层模式;因为经典的跃层模式认为,在跃层之内温度是随深度单调而迅速地降低,密度则单调而迅速地增大,从而限制了铅直方向的热量、动量和质量的交换。然而,实测和研究证实,在温跃层内也有一系列的薄层,既有厚度为数米的温度和密度相当均匀的薄层,而且在两均匀层之间还夹着厚度更薄的、只有 10～20 cm 的铅直梯度特别大的界面,甚至还有逆温层。过去认为,在温跃层内层是稳定的,即使有逆温分布,也因为盐度随深度的递增而补偿,从而保持层结稳定性。然而现今发现,在温跃层内,的确有静力不稳定的水层,这可能与内波的破碎,以及形成所谓"湍流斑"有关。

有关海水细微结构的形成原因,已提出的假说很多,归纳起来可分下面几种。着眼于不同水团侧向(准水平方向)侵入、平流和混合扩散的,可称为侧向热盐输送假说;着眼于内波破碎与湍流混合的,可称为双扩散对流假说。另外还有一种"海水混合凝缩(增密)假说",则用混合后密度增大的效应,去解释高温、低盐海水和低温、高盐海水上下稳定叠置时,发生在界面上的小尺度对流现象。

第四章　水团分析

第一节　水团的基本概念和术语

一般来说，不同海域不同层次的海水，其性质彼此是有差异的，在某些情况下，这种差异可以大到相当显著的程度，因而可明显地区分为不同的水体(团)。

水团分析就是研究水团的分布、消长与变化规律。它不仅是物理海洋学本身的重要内容之一，而且和国防建设及渔业、水产的关系极为密切。不同的水团，其温度、盐度、密度诸要素有所不同，声学、光学性质也有差异，而这些对于海军潜艇的活动、水雷布设、水下通讯及监视，都有巨大的影响。不同理化性质的水团，哺育繁衍了不同的海洋生物群落，这对海洋资源研究无疑是有用的。特别是在不同水团接壤、交汇的边界水域，大多是有名的渔场。因此，水团边界的研究，会对渔业和水产事业提供重要的基础资料。

一、水团的定义

水团，是在一定的时期中形成于同一源地的、一定体

积的水体，在同一水团内，主要海洋学特征（温度、盐度等）在空间上具有相对的均一性，在时间上具有大体一致的变化趋势，与其周围海水的物理、化学性质及其变化规律存在明显差异。

二、水团的核心、边界和强度

（一）水团核心

在水团的定义中，并未严格要求水团的物理、化学性质完全均一。事实上，即使在大洋里，温度和盐度完全均一的水团也是很少见的，在浅海中，此种"均一性"更难实现。但是，实际水团，都有部分水体其特征最为突出，而其他部分则受到周围水团影响，产生不同程度变异。这部分特征最为突出的水体，我们称为水团的"核心"。

（二）水团的边界

就是水团与水团之间的交界面（或交界区），也有人称之为"锋"。一旦确定了水团的边界，也就是明确地把水团划分开来了，故边界的确定，等价于水团的划分。

如果海水是静止不流动的，那么较轻的水团在上，较重的在下，上、下水体之间的界面为一水平面。但若存在流动，海洋中等压面必有相应的倾斜，则界面就要形成一定的坡度。

（三）水团的强度

水团的强度，一般是指该水体特征相对其他水团的差异性。其强度可从如下两个方面来确定：

水团的空间范围大小：水团的体积越大就越强，反之就弱；

水团的特征要素强弱：表征水团的主要特征要素（如盐度、温度、密度）与周围水团差别越大，水团就越强，反之则弱。

三、水团的形成和变性

水团的形成既有共性，也有各自的特殊性。所谓水团形成的共性，就是水团都从海面获得其原始特征。这些原始特征的形成，主要受太阳辐射、地理纬度、蒸发、降水、径流与大气的热交换等因子的影响。同时与海洋本身的条件，如海水稳定度，平流情况等有关。

例如，我国黄海冷水团形成于冬季。高盐水通过黄海暖流不断进入黄海，在偏北大风的影响下，上层急剧降温，使海水稳定度减小，涡动混合及对流混合极为发达，导致海水上、下层温盐均匀，形成了范围广大的冷水团。冬去春

来，上层海水逐渐增温，稳定度增大，限制了上下交换。及至夏季，上层水温可达28℃，深水区的底层水温仅为8℃左右。与表层相比，更显出其“冷”的特征，而这一特征是冬季从表层获得后保留下来的。

水团在海洋中是与其他水团相互依存、相互作用的。所谓水团变性就是指该水团特征受到其他水团、地理或气象因子的影响，其高水平特征因子不断向低水平过渡，并逐渐丧失其原有特征的过程。

这类在外部因素诱导之下而发生的变性过程，称之为第一类变性过程，这类过程，在浅海水团的研究中具有重要意义，因为浅海区域气象和陆地的影响显著；而由海水内部混合作用引起的水团变化，称之为第二类变性过程，深层水团的变异，则主要是第二类变性过程。

四、水团的运动和海流

水团和其他事物一样处于永恒的运动之中。水团的位置虽可移动，但一般不做长距离搬移而只做幅度不大的摆动。从某种意义上说，水团位置比较恒定，与纯粹的质点运动是不同的。例如，黑潮暖流是北赤道流的延续，黑潮水主要来自太平洋赤道水团，然而并不能说赤道水团向北移到黑潮流域了，赤道水团仍然位于赤道附近，位置并无多大变化，同样黑潮水团也终年位于台湾以北的东海东部，除了主轴位置东西摆动之外，也并未整个移向北方。

海流是水团运动一个很重要的方面，一切海况的形成，几乎都和海流有着密切的关系。海流携运着大量海水，从而也携运了可观的热量、盐量和其他海洋要素的特征，它使海水做相当距离的迁移，因而必然对水团的形成、变性，以及水团空间位置的配置，产生巨大的不容忽视的影响。

第二节 水团的划分

一、水团的地理学分析法

（一）基本原则

所谓水团的地理学分析法，就是指根据海洋物理、化学等要素的空间分布和时间变化，进行综合分析，并对它们的变化特征和环流结构进行描述。

在地理学分析中应遵循一些基本原则。

1．三维空间概念

水团是存在于三维立体空间中的，一切大面图或断面图实际上只是水团三维空间分布的一个侧面。对于一个分析者来说，必须具备把一些局部侧面扩展到立体的能力。

2. 历史发展的观点

所谓发展的观点,就是分析海况时要重视其发展变化。研究某一时刻的海况必须追溯前期海况,因为现在的海况乃是前期海况的延续,因而必须有所继承。

3. 合乎逻辑原则

一切海况分析的结论,从物理方面来讲必须是合乎逻辑的。在研究某一海区的盐度特征时,要寻找盐度改变与蒸发量或河流径流之间的相关关系,因为我们已经知道蒸发或淡水流入能引起海水的含盐量大的变化。如果不从事物的物理成因方面去考虑问题,而是盲目地去找相关,结果很可能是白费力气。

4. 代表性资料

通常分析一个海区的海况时,总是用有限的观测资料去了解海况的总体特征。这在数理统计中就是样本与总体的关系,就涉及到代表性问题。一般应考虑三方面的代表性,首先是时间上的代表性,如要求某一地区的水温年平均值,就要有足够长的资料序列去平均;其次,是空间上的代表性,如果资料序列中只有表层而缺乏深层的记录,这个平均值也没有代表性,因为它反映不了整个水柱的平均水平;最后是特征要素的代表性,对于特定水团来说,各种要素的代表性是不同的,如考虑冷水团的消长,水温的代表性就比盐度、水色、透明度等更加重要。

5. 相关代替原则

在无法直接获知某种海况特征时,就必须寻找与之相关的另一种特征值来间接地推知它,甚至干脆就用"另一种特征值"来代表原来那个特征值。

(二)用地理学分析法对水团的划分

所谓水团的划分,就是设法把海洋中的水体,恰当地分离成若干相对独立的水团。水团的分离,实际上就是水团边界的确定。水团的划分是水团分析的主要内容之一。

1. 梯度边界确定法

不同特征水团,各自具有均一性。而水团之间又存在着差异。所以,在两个不同水团之间,必定存在着某种要素的飞跃,使得该要素出现很强的梯度。根据梯度可以定出水团的边界。将各层的边界分布变化和断面上的分布变化,进行综合分析,就能得出一个比较形象而准确的结论。

2. 等值线边界法

两个水团各自具有某种海洋学特征值 φ_1 和 φ_2,它们交界而处的特征值,

应为两个水团特征的平均值，即

$$\varphi_b = \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2}$$

3．其他几种边界的确定法

对确定水团的垂向边界来说，最大稳定度就是一种良好的指标。这可以从稳定度的断面分布上来确定出一个最大稳定度层，并以此来作为水团边界，显然这一层与温、盐度的跃层是相当的一致的。

利用生物指标也能划分水团。我国北方渔区水团分析结果表明，浮游生物和底栖生物的群落分布与水团分布有良好的一致性。群落分布的界限与水团的平均边界几乎完全一致。

还有一种是将水团间的特征差异夸大的方法，也可以较准确地确定边界。例如在某些河口水域，沿岸水团富含硅酸盐类(Si-SiO_3)而盐度则极低；反之，与其相邻的外海水团情况恰恰相反，硅含量低而盐度高。这样便可绘制 Si/S 这一比值的大面分布图，从 Si/S 的巨大飞跃中，就可以将两个水团之间的边界分出来了。

当然，还有直接测定水团边界的方法，我们知道，水团边界一般是个过渡带，但在某些情况下，这种过渡带非常狭窄，在短短几十米、甚至几米距离内就能有各种水团特征的巨大差异。对这种情况，只要采用适当的仪器加密观测，如 TD 或温度走航自记仪等，就能立即判明这种边界的存在，获得水团边界的清楚可靠轮廓。

由此可见，确定水团边界的方法是多样的，为了求得比较接近于实际的水团边界，往往要使用几种方法综合地处理。

二、水团的浓度混合分析法

(一) 海水的浓度与水团混合的概念

1．海水的浓度

海水的浓度是指海水中任一种可量度的成分在一定体积中所含之量。例如，热量、盐量、溶解气体及其他各化学成分，甚至浮游生物量等。其中，溶解氧含量可因浮游生物的影响而改变，因此又叫非保守浓度。

2．水团的混合

(1) 对两个无界水团(无穷大水团)的混合过程，可用联结$T-S$坐标系中两原始水团(T_1, S_1)、(T_2, S_2)的直线线段来描述。假定两个原始水团之间距离 l，根据解析几何中的定比分定理可知，在直线上的任意点 P(到第一水

团距离 l_1，到第二水团距离 l_2）的水团组成遵循下列公式：

$$\left.\begin{aligned}\frac{l_1}{l}T_2+\frac{l_2}{l}T_1=T_P\\ \frac{l_1}{l}S_2+\frac{l_2}{l}S_1=S_P\end{aligned}\right\} \tag{4.2-1}$$

根据(4.2-1)式，就可以讨论 $T—S$ 曲线上任意点水团组成情况。

(2) 三个水团的混合。在三个水平方向水团的混合模式中(图 4.2-1)，它们的初始温度、盐度依次为(T_1, S_1)、(T_2, S_2)、(T_3, S_3)，那么，在 R 处混和水团的性质，与三个水团的关系为

$$T=\frac{b}{a+b}T_1+\frac{d}{c+d}T_2+\frac{f}{e+f}T_3 \tag{4.2-2}$$

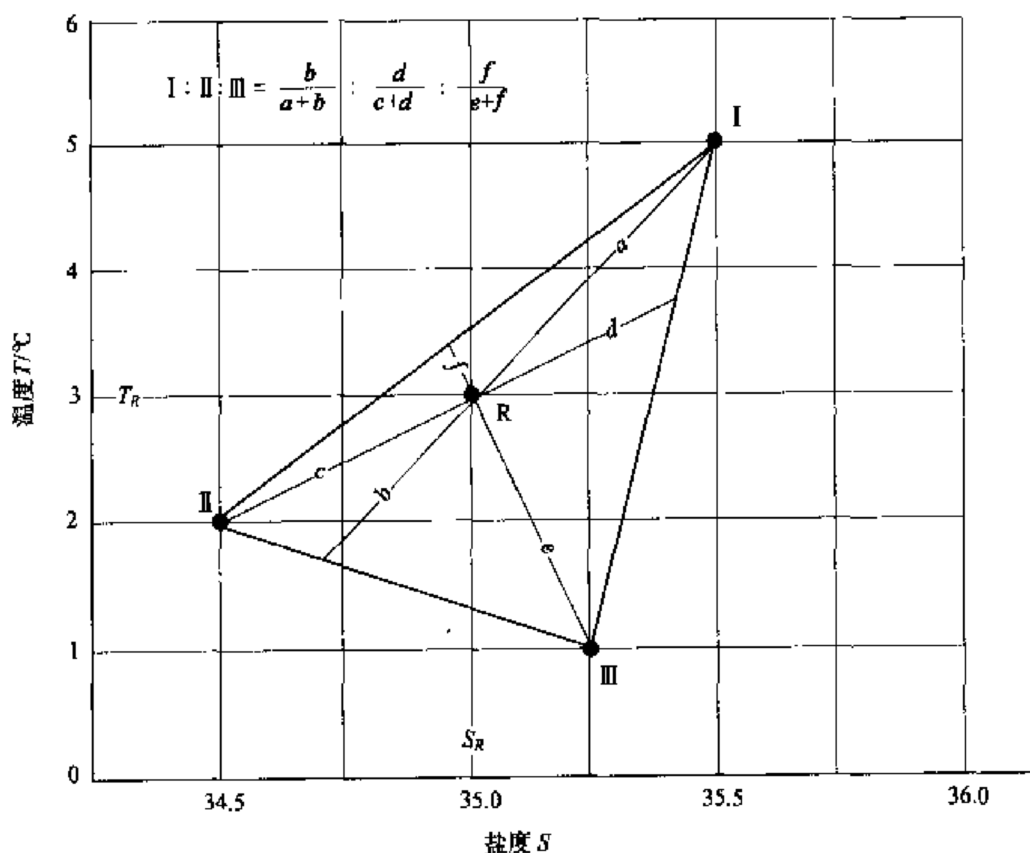


图 4.2-1　三水团水平方向混合给出 R(T=3℃, S=35)

(二) 任意排列的有界水团边界的确定

$T—S$ 点聚图是最常用的方法，即在直角坐标系中，横坐标是温度(盐度)，纵坐标是盐度(温度)，将实际观测的温盐资料，点在坐标图的相应网格点上。某一固定的温度、盐度值构成了 $T—S$ 坐标系中的一个点，如果某一水团

绝对均一，那么在 $T-S$ 坐标系中也将表征为一点，但实际海洋是运动的，不同水团间发生着不间断的混合和变性，从而一个水团不表征为 $T-S$ 坐标系中的一个点，而是一个点集，存在多个水团的海区在 $T-S$ 坐标系中更是一群点集了。

图 4.2-2 是许建平等利用 ALGO 浮标资料，得出的西北太平洋 5° N～25° N 范围内 $T-S$ 分布图。其中 12° N 以南(左)和以北(右)海区 $T-S$ 分别给出。由图中可以看出，赤道南北水域是由以下水团分布组成，见表 4.2-1。

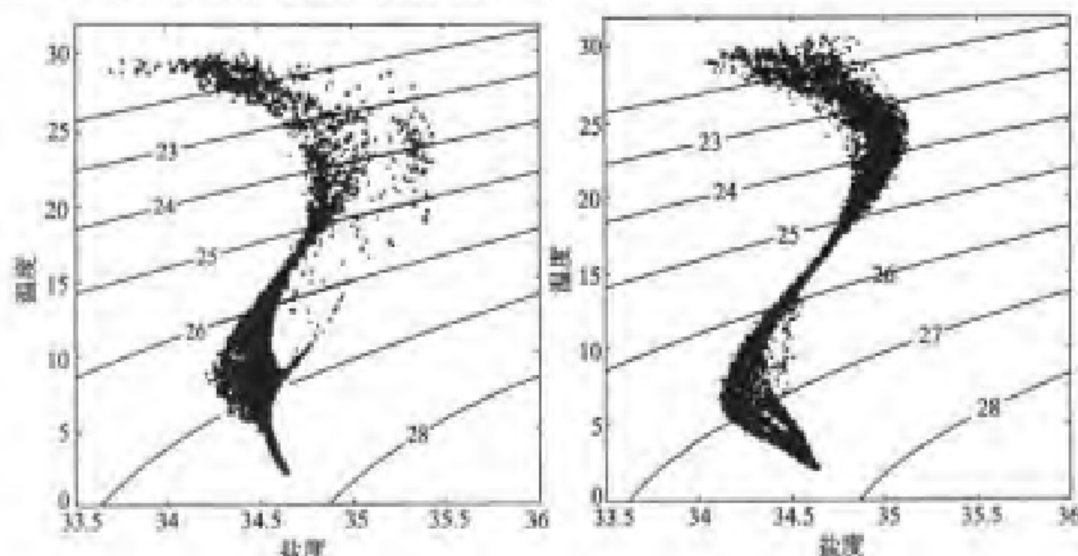


图 4.2-2　12° N 以南(左)和以北(右)海区浮标观测的 $T-S$ 点聚图(许建平，2004)

表 4.2-1　赤道南北海区各水团分布特征值(2002 年 10 月－2003 年 10 月)

水团名称	简　写	温度范围(℃)	盐度范围	深度范围(m)
北太平洋热带表层水	NPTSW	26.0～31.0	<34.4	<150
北太平洋次表层水	NPSSW	19.0～25.0	34.90～35.10	100～200
北太平洋亚热带水	NPSTW	14.0～18.0	34.50～34.80	100～250
北太平洋中层水	NPIW	4.0～10.0	34.10～34.40	400～700
北太平洋深层水	NPDW	<3.0	34.50～34.60	>1 000
赤道表层水	ESW	27.0～30.0	<34.30	<120
南太平洋次表层水	SPSSW	20.0～26.0	34.90～35.40	110～150
南太平洋中层水	SPIW	4.0～7.0	34.40～34.50	200～300

三、模糊数学方法

设在要研究的海区中取了 n 个水样，即

$$X=\{x_1,x_2\cdots\cdots x_n\}\qquad(4.2\text{-}3)$$

式中，x_i 为 X 中任一水体元，它对水团 A 的关系，依式 4.2-3 用特征值

表示，非0即1，两者必居其一。这种二值逻辑用在边界两侧无可非议，但对于水团特征水平逐渐降低的变性过程则显得"力不从心"。变性过程是特征水平逐渐降低的过程。核心部分"毫无变性水体"，从属性上说，是"百分之百属于该水团"。而有少许变性的水体，从属性上讲应有所降低，但还不至于变的"完全不属于该水团"。可用隶属函数

$$\mu_A: X \to [0,1]$$

$$x \to \mu_A(x) \tag{4.2-4}$$

描述任一水体元 x_i 对水团 A 的隶属程度 $\mu_A(x_i)$。显然，在水团 A 的核心处，毫无变性的水体的隶属度肯定等于1。传统的水团分析在定核心范围时，不见得仅限于极点值，所以，用模糊集合定义水团时可把强截集

$$A_{0.9+} = \{x \mid x \in X, \mu_A(x) > 0.9\} \tag{4.2-5}$$

定义为水团 A 的核心，而把强截集

$$A_{0.5+} = \{x \mid x \in X, \mu_A(x) > 0.5\} \tag{4.2-6}$$

定义为水团的本体。水团 A 的边界，是对 A 的隶属度等于0.5的水体元的集合：

$$A_{0.5} = \{x \mid x \in X, \mu_A(x) = 0.5\} \tag{4.2-7}$$

因模糊集合的截集是普通集合，故截集 $A_{0.5+}$ 有特征函数

$$v_{A_{0.5+}}(x) = \begin{cases} 1 & \mu_A(x) \quad > 0.5 \\ 0 & \mu_A(x) \quad < 0.5 \end{cases} \tag{4.2-8}$$

这正是水团内同性和外异性的体现。用上述定义能较好地描述水团由核心到混合区的水体变性的全过程（李凤岐等，1986）。

第三节 世界大洋的水团

一、水系的划分

根据 Sverdrup 的分法，世界大洋的典型水团可分为五个最基本的层次，这就相当于把大洋水团分为五个水系。这五个水系是表层、次表层、中层、深层和底层。表层水系，是位于海面及其下深度不大（尤指季节性温跃层之上）的各种不同水团的集合；次表层水系是位于季节性温跃层之下、主温跃层之上的各类水团的集合；中层水系是主温跃层之下到1 000多米深的水层中的各水团的集合；深层水系是指位于中层水与底层水中间的水团之集合；底层水系是与海底接触，最接近海底的水团。在每个水系中又可包括若干不同的水团。

这种划分主要着眼于水团所处的深度(层次),在中、低纬度海域,是很有典型意义的。但在高纬度,主温跃层已上到表面,次表层水团已无主温跃层作为其下界,所以在次表层水团分布图上出现了中层、深层和底层水团的特征。鉴于Sverdrup的划分方法不足,许多学者认为,若以大洋主温跃层为界,把大洋的海水划分为冷水系和暖水系,讨论起来将更加方便。暖水系包括大洋中、低纬度海域的表层和次表层各水团,冷水系则是其余各水团的集合。这样划分水系,既能体现同一水系内水团形成机制的内在联系,又能给整个世界大洋的水团和环流总结构,勾画出一个概略而清晰的框架。

二、暖水系水团

(一) 表层水团

因受太阳辐射和气象因素的直接影响,不仅区域性差异明显,而且同一海域水团的季节性变化也较显著。严格说来,与大洋水团定义要求的恒定性、保守性等是有差距的。因之,往往省略表层水团,即使论及,也大多简略带过。一种粗略的划分是:热带、亚热带和亚极地表层水属于这个范围。

由图4.3-1可以看出,表层水团基本上是以26°－27°和极锋为界面划分的。亚热带表层水的盐度高于35.0,在印度洋和大西洋可高达36.0－37.0;热带水则低于35.0,亚极地水更低,不到34.0。但是不同季节,亚热带辐合带和极锋线南北方向有很大变化。

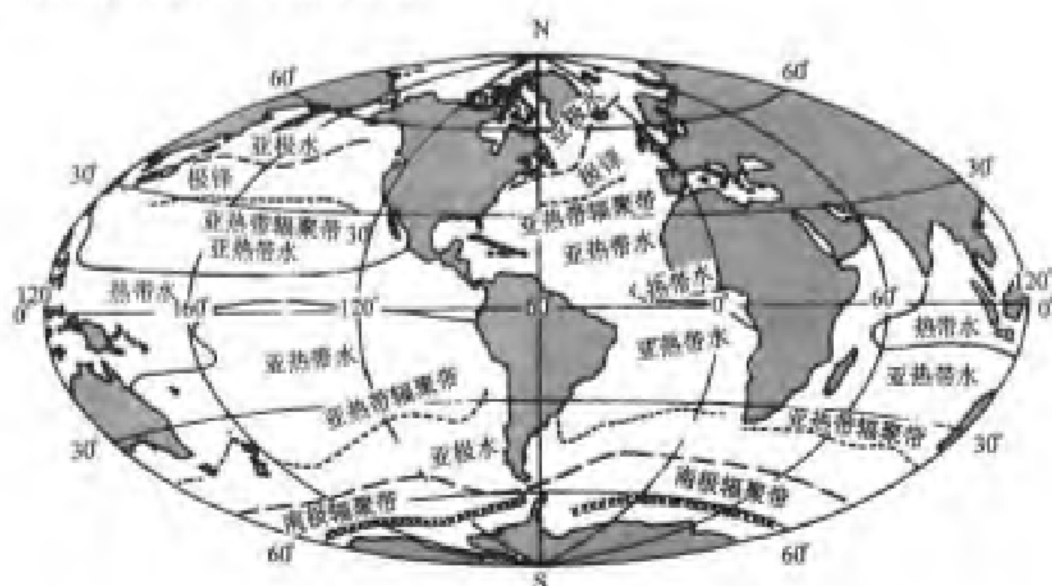


图4.3-1 世界大洋表层主要水团的分布(佐佐木忠义,1971)

(二) 次表层水团

次表层水团是位于季节性温跃层之下、主温跃层之上的各类水团的集合(图4.3-2)。Sverdrup 将次表层水团分为三类:中央水、赤道水和亚极地水,它们的温盐性质、形成机制有所不同。

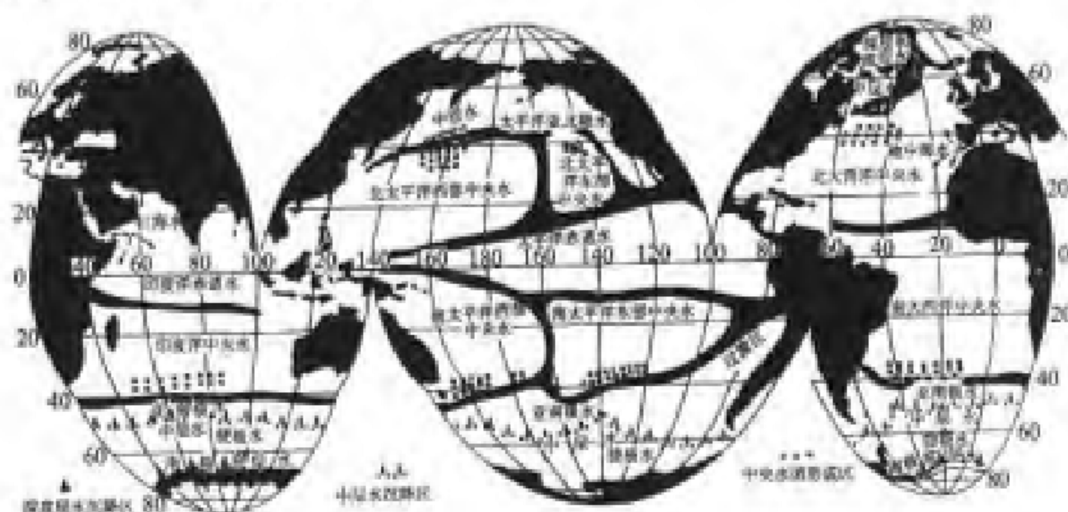


图 4.3-2 大洋次表层水团的分布(Sverdrup,1949)

1. 中央水

因其占据大洋次表层广阔的中央部分而得名。大西洋南、北部分各有其中央水团;太平洋洋域更广,不仅南、北两部分有差别,东、西两半部也不相同,故又分为四个中央水团;印度洋则只有一个中央水团。北太平洋中央水却比北大西洋中央水盐度低 1.0 以上,而南、北太平洋的 4 个中央水团中,盐度又都是西高东低,这与亚极地水随加利福尼亚海流和秘鲁海流向低纬方向散布而混入了东部中央水有关。

中央水团盘踞于季节性温跃层和永久性温跃层之间,厚度一般为 200～300 m。由于大洋永久温跃层具有从西向东逐渐变浅的趋势,所以中央水团的厚度也相应地西厚东薄,最厚在马尾藻海,可达 900 m(T. chernia,1980)。

若将经向断面上的环流和高盐水舌的下伸结合起来,可以推测中央水团的形成,与亚热带辐聚带海水的下沉有关。

2. 赤道水

在太平洋的南、北中央水之间,横亘着一个赤道水团,其盐度高于北部中央水,相当于南太平洋东、西两个中央水的中间值。印度洋也有赤道水团,大西洋却没有。因此,南大西洋的中央水可越过赤道抵达北半球,而南太平洋和印度洋的中央水则不可能。因为赤道水团的存在,南太平洋和印度洋的中央

水的北界都退居赤道以南。印度洋的赤道水起源于印度洋北部,分布范围广,盐度高而均匀,与红海高盐水的混入有关。太平洋赤道水的盐度高于北太平洋的中央水,这表明南太平洋海水也能进入北太平洋,故使赤道水团的盐度有所增加。

事实上赤道海域因终年高温,并不像中纬度海域那样有季节性温跃层,深度数十米至二三百米的温跃层是全年存在的,故无所谓"季节性温跃层之下";况且在赤道低纬海区,动力学问题如地转偏向力的作用等就很特殊,流系也甚复杂,水体的性质远没有中央水团那样的一致性,因此,所谓"赤道水团",实质上是不同种类的水团混合的结果。

离开赤道至回归线附近海域,有以高盐为显著特征的水团,它是由于回归线附近海而冬季强烈蒸发增盐而形成的,增泽称之为热带高盐水(增泽让太郎等,1985),也有人称为热带水(Sturges, 1965;Cannon, 1966)和回归水(土屋,1970)。它的位置在中央海域的南侧,深度约 100~200 m。由于赤道流的作用,也能将其海水携运扩散到其他海域去。例如,在南太平洋中,它随赤道流西行,可达赤道附近,在赤道的西部海域,又可能进入赤道潜流中,从而形成温跃层中的最高盐度层。在北太平洋经北赤道流携运西去,又可成为黑潮源头水的一部分。这些水体随黑潮继续向北运动之后,由于低盐水的混入,盐度渐次降低,所以到达东海后,虽仍保持使次表层为盐度最大值层,然而盐度的量值却已降至 35.0 以下,与黑潮源地的次表层水相比,已显著变性,故称为"东海黑潮次表层水团"。

3. 亚极地水

在亚热带辐聚带下沉的海水,除了向低纬方向运动形成中央水团之外,还有一部分向高纬度方向运动,并与当地的海水混合而形成亚极地水团。北太平洋的亚北极水相当强盛,在整个亚北极环流系及其以北海域内,都发现有亚北极水团。亚北极水的部分水体,可随加利福尼亚海流南下而逐渐变性;类似地,南太平洋的亚南极水也有部分水体随秘鲁海流北上而变性。从而使太平洋东部的两个中央水团,都比西部的盐度低。

与北太平洋相比,北大西洋的亚北极水则很弱,只散布于拉布拉多近海一带。南大西洋的亚南极水不仅范围比北部大,而且与太平洋及印度洋的亚南极水都连成一条带,连绵不断绕南极一圈。

由于表层水团季节性变化显著,严格说来,与大洋水团定义要求的恒定性、保守性等是有差距的。因此,有些学者把表层、次表层水团放在一起来描述,并统称为上层水团(W.J.Emery and J.Meinke, 1986)。上层水团其厚度有



很大变化，如赤道附近，降雨多、盐度低、水温高、表层密度小，水体稳定，所以赤道水团很浅。

与此相反，副热带环流区，即中央水团，这里因辐合而海面升高，温跃层减弱，上混和层加厚，到了冬天，表面冷却增密，水体产生对流，所以水团上下均一。在马尾藻海冬季形成的中央水团（又叫西北大西洋中央水团）具有温度20.0－27.0℃。东北大西洋中央水盐度比西北太平洋中央水高0.1～0.2，其理由是地中海流出的高盐水对它有影响。还有人认为，是西北大西洋中央水混和深度大，已接近下伏的低盐的西大西洋亚北极水。

三、冷水系水团

(一) 中层水团

中层水团是主温跃层之下到1 000多米深的水层中的各水团的集合，也包括几类不同的水团，如低盐的南极中层水与北极中层水，以及高盐的地中海水团和红海水团等。图4.3-3中给出大洋中层水团(550～1 500 m)。中层水的来源是由黑色阴影区标示出来。南极中层水团是范围最大的水团，西大西洋亚北极水团和地中海水团是典型的中层水团。典型中更典型的则是西大西洋亚北极水团，它形成亚北极区，那里降水超过蒸发，盐度低是其主要特征。

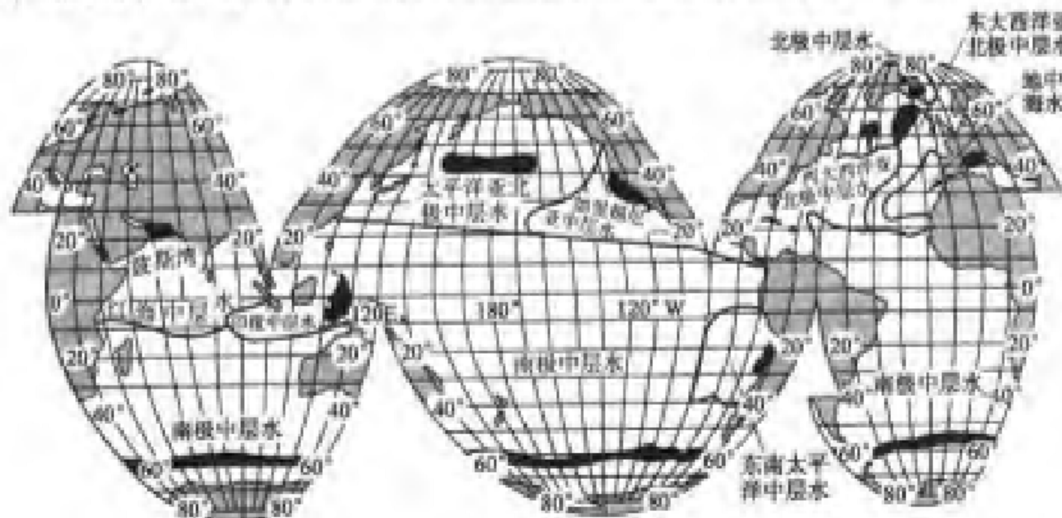


图4.3-3 大洋中层水团(500～1 500 m)全球分布

(W.J.Emery and J.Meinke,1986)

(水团的源地用最黑阴影区表示)

1. 世界大洋的低盐中层水团

它们形成于大洋的高纬海域表层。最著名的低盐中层水是南极中层水，它形成于南极极锋线附近。这一带海域的表层冰溶解，使盐度降低，该海域海面盐度均低于34.0，最低者可达33.8。但是，由于这里的水温也较低，在-2℃左右，因而密度仍然较大。所以在极锋线下沉之后，可达800～1 000 m层。该水团一面参加绕极运动，一面向北散布，并且能一直潜伏于次表层的高盐水团之下，散布到中、低纬度海域。南极中层水在大西洋能超过赤道，达20°N以北；在太平洋，亦可接近赤道。但是在印度洋，只能限于15°S以南。之所以不能继续北进，是因为来自红海的高盐中层水团，与其密度相当而势力较强，阻止了南极中层水北进的势头。

北半球的低盐中层水团，因受大陆阻隔，不仅不可能像南极中层水那样在三大洋连绵不断，而且在各大洋的差异也很大。印度洋北部因无高纬海域，当然不可能形成低盐中层水团。北大西洋因受湾流高盐水的影响，可使在高纬海域内形成的中层水盐度增至34.8。但因它比该洋区其他中层水的盐度仍然低，故还属于"低盐中层水"之列；然而，不论就其范围还是要素特征强度，显然都不能与南极中层水相比拟，甚至与北太平洋中层水也不能相提并论。

北太平洋中层水，也称为亚北极中层水。有一低盐水舌一直南伸达10°N附近，几乎与南极中层水北伸的低盐水舌旗鼓相当，而且其核心值更低，若沿舌轴追溯到西北辐聚带海面，其盐度可低于33.2。早期的研究者普遍认为，其形成类似于南极中层水，即在西北辐聚带(黑潮和亲潮的辐聚区)下沉而形成的。R.O.Reid(1965)详细研究后指出，对于如此低盐的表层海水，靠冷却增密是不可能下沉到中层的；因为不等冷却到这种程度，海水就已冻结了。若追踪该温盐特征海水的源地，应该是在勘察加半岛南部及千岛附近海域中。Reid还指出，所谓北太平洋中层水的低盐水舌，从图上看虽然由北到南是连续不断的，但大约以20°N为界，南、北两部分的密度却明显不同，他认为20°N以南的部分起源于加利福尼亚外海。

2. 高盐的中层水团

世界大洋的高盐中层水团，溯其源都形成于中、低纬度海域的海面。如北冰洋中的高盐中层水，来源于北大西洋的高盐中层水，而北大西洋的高盐中层水则源于地中海。所以北大西洋中层高盐水团被称为"地中海水团"。位于中纬度而被陆地包围的地中海，因蒸发强盛，表层盐度很高，甚至可达39.1，而

在其200～600 m层，形成了盐度极大值层，称为Levantine中层水。当其向西运动溢出直布罗陀海槛(水深约350 m)时，盐度仍可达37.0～38.4。由于其密度大，即沿大陆坡“下滑”，大约到1 200 m，即与周围海水的密度相当，于是散布开来，并随亚热带反气旋环流向西及西南方向继续扩散。由直布罗陀海槛溢出的地中海水，也有一部分延伸散布到爱尔兰岛附近，从而使整个北大西洋的中层水，盐度普遍升高。

与此类似，印度洋的红海和波斯湾也是高盐中层水团的源地。强烈的蒸发，可使其盐度高于42.0。从波斯湾流出的高盐水，约在250～350 m层散布，盐度高达38.0，温度高达22℃。从这里流出后，与印度洋的海水相混合，形成厚度相当大的高盐中层水，并向南散布。在500～700 m深层，仍可观测到盐度高达36.5，但因温度也较高(15℃)，所以密度可与南极中层水相差无几。继续南下混合的结果，使其最高盐度的特征很快消失。

(二) 深层水团

深层水团是指位于中层水之下与底层水之上的水体。三大洋的深层水团和南、北大西洋的深层水团也有不同的特点，有人还将其再分为上深层水和下深层水(图4.3-4)。就体积而论，约占全世界海水的30%。

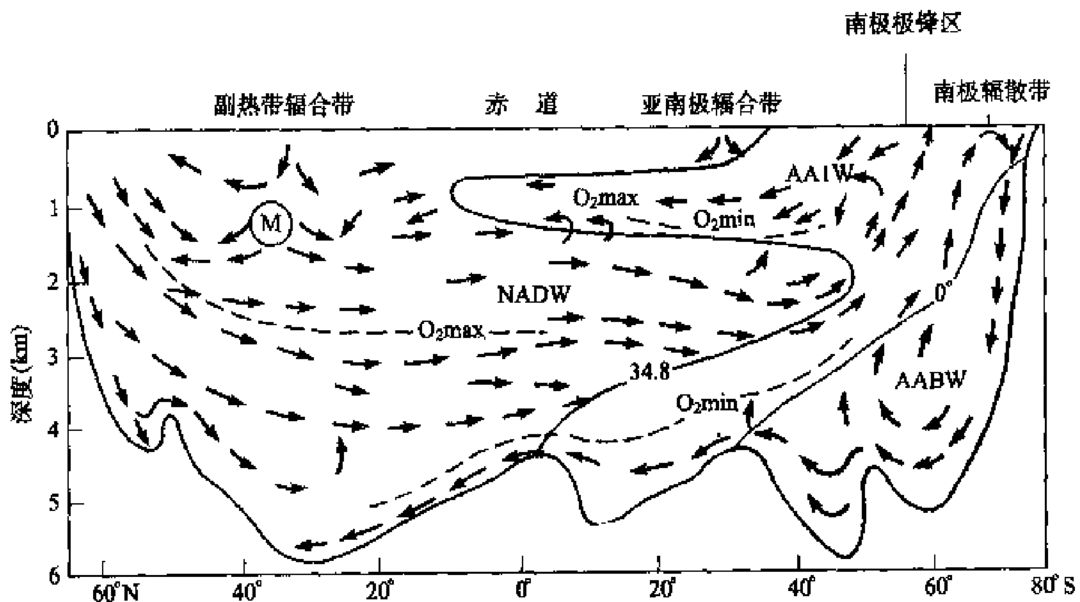


图4.3-4 大西洋经度断面上不同水团扩展范围

NADW—北大西洋深层水 AAIW—南极中层水 AABW—南极底层水

1. 北大西洋深层水

北大西洋深层水,厚度2~3 km,温、盐度均匀,特征值为2.25℃和34.95。水体向南运动过程中,与覆盖其上的低盐的南极中层水发生混合,盐度有所降低。到50° S附近(绕极流所在),盐度降至34.70,等温线也显著倾斜。

北大西洋深层水进入南半球后,有以下几种运动:第一,在绕极运动中它有向南的分量,可在南极辐散带上升,可以直达表层,对南极表层水的形成施加影响。第二,它也有向北的分量,对形成印度洋、太平洋的深层水起了至关重要的作用。第三,即使仍在绕极运动的水体也在不断地变性。例如盐度,在印度洋西部仍有34.80,但当绕至德雷克海峡时,最高也不过34.72~34.73,待穿过德雷克海峡重返大西洋时,与最近来自北大西洋刚刚参加绕极运动的大西洋深层"新"水之间,温度和盐度的水平梯度都显著增大。

从格陵兰和挪威海盆向南溢出的低温、略低盐的水体对北大西洋深层水形成,起了极为重要的作用。由冰岛—法罗群岛间溢出的海水,形成了北大西洋东部的深层水;由格陵兰—冰岛间溢出的海水,形成了北大西洋西部的深层水。前者几经周折蜿蜒西行,在丹麦海峡南面与北大西洋西部深层水混合,转而向南,经拉布拉多海继续沿大西洋西边界的深层而运动。

然而北大西洋深层水的形成,不能仅仅归因于"溢流"。其理由是,在拉布拉多海和伊尔明格海的某些区域内,从海面至3 000 m的深度上,可出现位温3.0~3.5℃、盐度为34.9左右的相当均匀的水体;其密度较溢流水小,位于溢流水之上,与溢流水一道向南运动。

2. 印度洋和太平洋中的深层水团

在这两个洋区深层水的体积也很大。与大洋上、中层的水团相比,其性质显得更均匀。例如,印度洋深层水中心的盐度为34.7~34.8,比大西洋深层水的盐度明显降低;在太平洋再度降低为34.6~34.7,这与太平洋中层水的势力特别强有关。溶解氧含量低,从而证实这里的深层水是远道而来的"老龄"水。

之所以认定印度洋和太平洋的深层水来自别处,是因为这两个大洋没有能形成深层相对高盐水的源地。印度洋的北界只达20° N附近,海面温度高不可能形成低温的深层水;太平洋北部高纬海域,虽然海面温度低,其盐度也很低,只有33~34,也不可能形成盐度高达34.7的深层水。至于三大洋的南部高纬区,盐度普遍低于34.0,同样不可能成为深层水的源地。因此,大西洋

南部以及远至印度洋和太平洋的深层水，都是源自北大西洋深层水，而后随绕极流进入印度洋和太平洋。

(三) 底层水团

世界大洋近底层充溢着冷而密的海水，它主要是由源于南极陆架区的南极底层水散布和扩展而形成的，北极底层水团的影响范围则较小(图 4.3-5)。

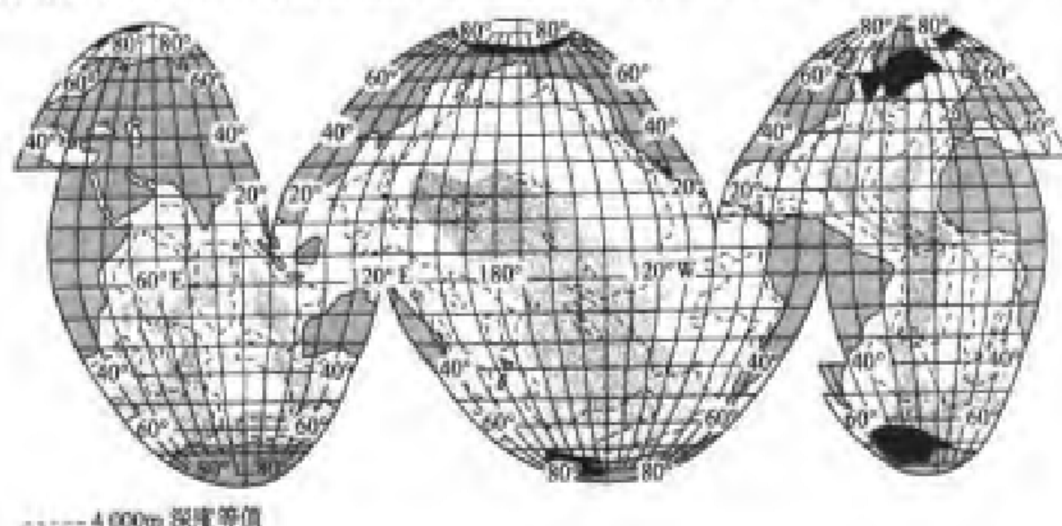


图 4.3-5 大洋底层水的全球分布(最黑的阴影区是源地，细虚线 4 000 m 等深线。)
(W.J.mery and J.Meinke,1986)

1. 南极底层水分布

南极底水层是最为广大的水团之一，充满着三个大洋，特别是南部的底层空间。它主要来自南极大陆周边的威德尔海和罗斯海冬季冷却降温形成的水团，是世界大洋底层水的主要来源。

对威德尔海和罗斯海进行了大规模的调查结果，表明在大陆架上 200～500 m 的底层，即使夏季也有温度为 -1.9℃，盐度为 34.60～34.68 的低温高盐水，其水量可占陆架水的一半，而其密度之大，即使不经"混合增密"也能直接下沉到相当深的底层。

罗斯海陆架水盐度还要高，可达 34.72。若对环绕南极大陆的南极底层水在各大洋的盐度进行比较，就会发现在太平洋的西南部盐度确有增大现象，这可能就是罗斯海形成的底层水散布的影响(G.P.Glasby,1990)。

分析南大洋深层至底层的水温、盐度和溶解氧含量的分布图(J.E.Callahan,1972;G.Dietrich et al,1980)，可以发现由威德尔海和罗斯海伸展开来的低温、高盐范围，与富氧水的范围相当一致，这也说明两个海区的确是南极底

层水的重要形成海域。威德尔海不仅形成了底层水，而且还源源不断地向东及向北扩展、散布。罗斯海也有类似的情况，不过影响较小而已。

2. 南极底层水的散布

南极底层水十分强盛，散布范围相当广阔，几乎成了大洋底层的主要水体。南极底层水在大西洋沿海盆北上，抵达赤道附近时，位温仍低于0℃。然而，由于鲸鱼海岭的阻挡，南极底层水却不能直接从南而进入大西洋东部的安哥拉海盆，只是在赤道附近的罗曼什海沟（深7 750 m），部分南极底层水才得以夺路东去，而后再分别向南、向北散布。在扩展和散布的过程中，它自身的温度也渐次升高，由于经历的路程和时间不同，所以大西洋东、西两海盆的底层水便有了明显的差别。依位温分布追踪可见，继续北上的底层水可散布到40° N附近。

在印度洋，南极底层水则是直接“兵分两路”向北扩展。西路由克罗泽海盆经马达加斯加海盆、索马里海盆北达10° N，再转向散布到阿拉伯海盆。东路则由南澳大利亚海盆，经澳大利亚西海盆和西北海盆，最后扩展到中央印度海盆（P. Tchernia, 1980）。

在太平洋，南极底层水的散布更为广泛，但扩展的路径、方式和大西洋及印度洋都有所不同。它主要是从165° E附近太平洋海隆的通道处进入南太平洋，沿汤加—克马德克海槽向北，经萨摩亚水道抵达赤道之后，分两支向北太平洋扩展。在10° N主流分出一支，散布到北太平洋东北部。相比之下，从太平洋西边特别是从新西兰与澳大利亚之间北上的部分，势力相对较弱。

对南极底层水在三大洋扩展的路径与散布的情况，进行综合对比后可以发现，它们有两个共同特点。一是，它们明显地受制于洋底地形的分布，如大洋中脊和重要的海岭起了“阻隔”或“分流”的作用，而海沟和断裂带则起了“沟通”和“放行”的作用。二是，它们明显地受西向强化的影响，即在大洋西侧较强而东侧较弱。

3. 北极底层水团

与南极底层水团相比，北极底层水团要弱小得多。北冰洋大部分海域的表层海水，由于盐度很低，更难于形成能下沉至底层的高密的水体。从穿越北极的断面温盐分布图上可以看出，表层盐度仅31.0～33.0（在东西伯利亚海和喀拉海更低于30.0），表层之下是来自北大西洋的高盐水，可达34.90；底层盐度还高，为34.90～34.97，但温度比中层低。鉴于此，北极底层水的形成源

地，只能在表层盐度较高的海域去寻找。一般认为，靠近大西洋的格陵兰海扬马延岛附近，盐度高、温度低，能形成高密冷水下沉；然后经挪威海盆进入北冰洋的亚欧海盆，继而进入加拿大海盆。但因两海盆之间的罗蒙诺夫海岭水深只有 1 500 m，所以只有浅于此深度的水才可进入加拿大海盆。

北极底层水不仅生成的水量少，而且散布的范围也不大。由于白令海峡的阻隔，难以进入太平洋，与大西洋的沟通也受诸多海槛阻隔。越过海槛溢入大西洋后虽可向南散布，但因其密度小于源自南极的底层水，所以只能在后者之上散布，对形成北大西洋深层水起作用；在底层慑于南极底层水的进逼，它只能偏安一隅。

第四节　我国浅海水团分布的特点

一、渤黄水团（图 4.4-1）

（一）沿岸水团

1. 辽东沿岸水和渤莱沿岸水构成渤海沿岸水。

2. 北黄海沿岸水。主要是鸭绿江的冲淡水。分布在辽东半岛南岸和朝鲜半岛北部西岸，又称为辽南沿岸水。

3. 西朝鲜沿岸水。位于沿岸 30 m 等深线以内。

4. 苏北沿岸水，分布在海州湾到长江口北岸 20～30 m 以浅水域。

（二）渤黄海混合水团

冬季布于渤海中央和辽东半岛南岸，夏季受到黄海水团的挤压，则退缩到渤海湾和莱州湾的东面。

（三）黄海水团

水深大致在 100 m 以内。北至渤海中央区域，南至 30° N 水域。冬半年由于水体强烈混合，使该水团从表至底形成均一水层。夏季，由于表层盐度降低，加之增温剧烈，形成强烈跃层，跃层之上仍然称为黄海水团，而在跃层之下仍然保持冬季水体特征，因此又称为黄海冷水团。只是由于沿岸水向外扩展，黄海冷水团向岸伸展范围比冬季小。

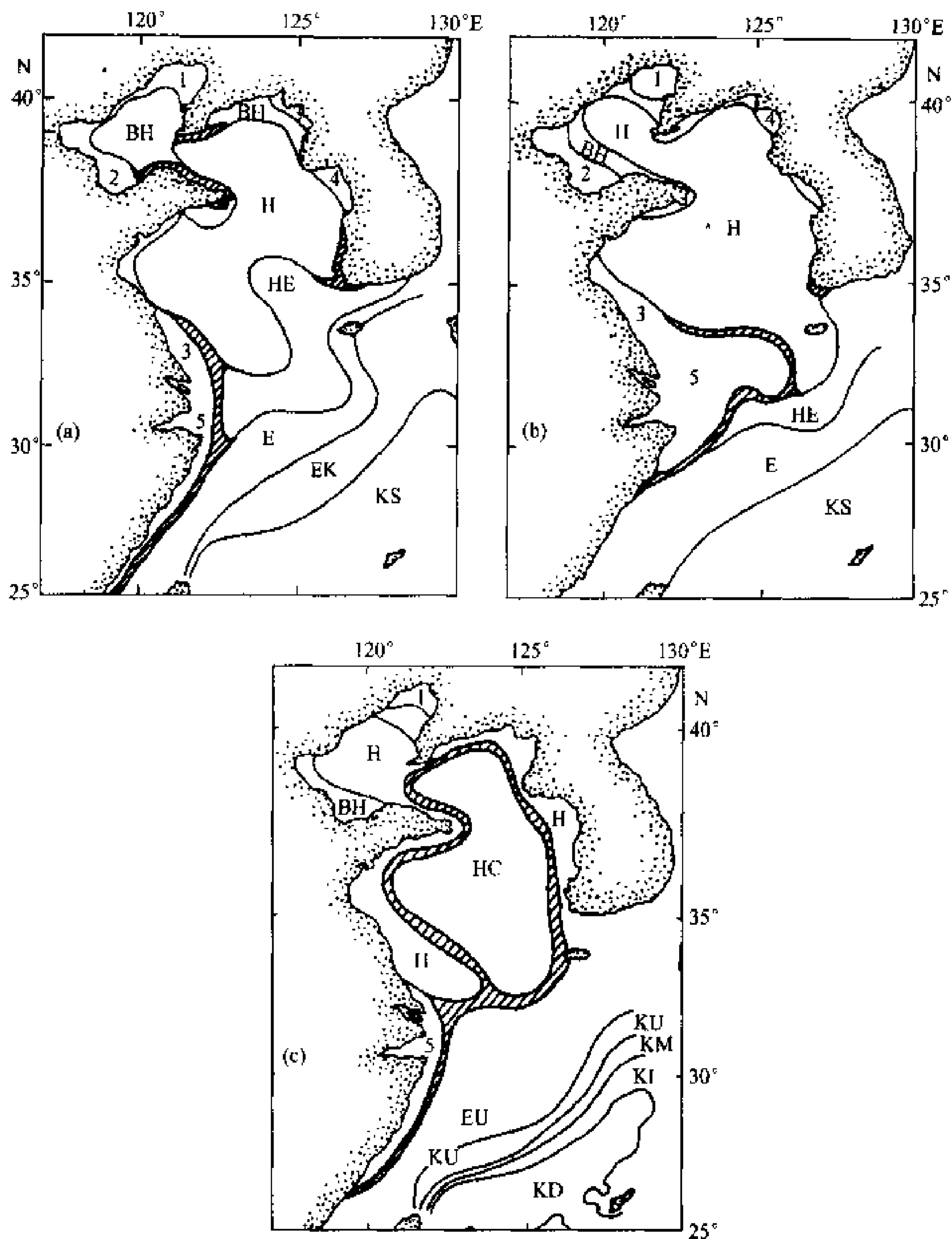


图 4.4-1 渤海、黄海和东海的水团(李凤岐、苏育嵩,1999)

a. 冬季表层;b. 夏季表层;c. 夏季底层

1—辽东湾沿岸水;2—渤南(鲁北)沿岸水;3—苏北沿岸水;4—西朝鲜沿岸水;5—长江冲淡水及江浙沿岸水;BH—渤黄海混和水团;H—黄海水团;HC 黄海冷水团;E—东海表层水;EK—东海黑潮变性水团;EU—东海次表层水团;HE—黄东海混和水团;KS—东海黑潮表层水团;KU—东海黑潮次表层水团;KM—东海黑潮次—中层混和水团;KI—东海黑潮中层水团;KD—东海黑潮深层水团。

二、东海水团

(一) 沿岸水系

长江冲淡水和浙闽沿岸水。夏季,长江冲淡水与苏北沿岸水连成一片,向东方向扩展,可达济州岛附近;冬季,受东北风影响,构成浙闽沿岸水。

(二) 混合水系

主要有黄—东海混合水团,东海表层水团,东海次表层水团等。

1. 黄—东海混合水团(HE)。由黄海水团与东海表层水团及沿岸水系混合而成。

2. 东海表层水团(E),是东海陆架区表层主要水团。处于黑潮水系到沿岸水系之间过渡区。西南部主要是台湾暖流水,东北部以对马暖流水为主,中部则以长江冲淡水的外缘混合水为主要特征。夏季,水温 27~29℃,盐度为 33.5~34.2。冬季,水温降为 13~17℃,盐度则增至 33.8~34.4。台湾暖流水(TWC),夏半年主要来自台湾海峡,冬季则来自入侵陆架的黑潮表层水,并且在 27° N 处又分成两股:一支沿 60 m 等深线北上,一支沿 90 m 等深线向东汇入黑潮。对马暖流水(TSWC),它是在 30° N、127°30′ E 附近从黑潮分离出来的水体。冬天来源单一,夏天,除去黑潮水之外,还有东海北部混合水、台湾暖流水和长江冲淡水加入其中。

3. 东海次表层水团(EU),又称为东海陆架区底层冷水。形成机制与黄海底层冷水团相似,但是又受到东海黑潮次表层水不断补充。因此夏季总能维持低温高盐特征。

(三) 黑潮水系

黑潮水终年沿着东海陆架斜坡 200~1 000 m 等深线北上,并在 29°30′ N、127°30′ E处向东,进入吐葛喇海峡。根据其温盐特征,又可划分为以下五个水团:

1. 东海黑潮表层水团(KS),是覆盖于东海黑潮区最上层水体。位于东海大陆坡以东区域。

2. 东海黑潮次表层水团(KU),位于东海黑潮表层水团之下,为东海所有水团中盐度最高者。

3. 东海黑潮次 - 中层混合水团(KM),是东海黑潮次表层水和中层水混合变性而成。

4. 东海黑潮中层水团(KI)。即北太平洋中层水的延伸。在黑潮主流左侧及对马暖流区域,该水团涌升到 250 m 水层。这是低温低盐低氧水团。

5. 东海黑潮深层水团(KD)。是潜居于 800 m 至底层的水团。温度低于 5℃以下,盐度比中层水略有升高。

三、南海水团

南海水团的分布和变化,主要来自两个方面的影响:一是海域的地形、降水、入海径流、季风、太阳辐射和环流系统等因子;二是外界水团的侵入,其中主要的是黑潮水和苏禄海水。

(一) 夏季水团(图 4.4-2)

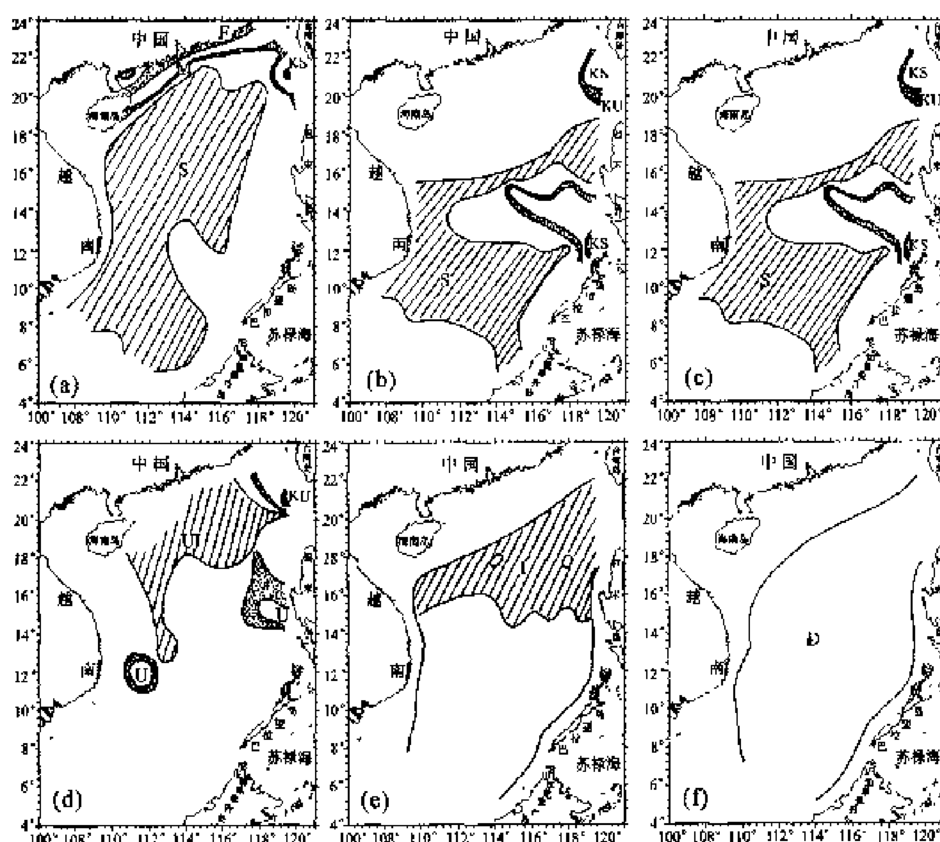


图 4.4-2　南海夏季水团分布(刘增宏,2001)
(a. 10 m; b. 50 m; c. 100 m; d. 200 m; e. 500 m; f. 1 000 m)

夏季南海划分为九个主要水团:

1. 沿岸(冲淡)水团(F)

沿岸水团,主要是由入海径流和海水混合而成。湄公河和珠江,是注入南海淡水最多的两大河流,沿岸冲淡水在很大程度上决定于它们的季节变化和入海之后运动。

2. 近岸混合水团(M)

该水团是由沿岸冲淡水与外海水混合而成,主要分布在中国大陆沿岸一带水域。其温度为27.0~30.8℃,盐度在32.10~33.10之间。

3. 表层水团(S和KS)

表层水团,包括南海表层水(S)和黑潮表层水(KS)两种。

表层水团通常包含上均匀层和均匀层下面的部分跃层。在北部陆架和陆坡区,水团厚度约50 m;而16° N以南、8° N以北的海盆区域,表层水厚约100 m。金兰湾以东和吕宋岛西南表层水,可以向下延伸更大深度。

黑潮表层水(KS),主要位于巴士海峡西部和民都洛海峡西缘。50 m层的水团特征最为明显。

从巴士海峡进入南海的黑潮表层水主要位于119° E以东区域。水体下缘在30~75 m附近,略浅于南海表层水。温、盐度分别是24.0~30.4℃、33.72~34.36。

从吕宋岛西南的民都洛海峡进入南海的苏禄海水,具有高温、高盐特征。由于它的性质接近黑潮水,所以也标以KS,该水体下缘位于50~75m深处。温、盐度分别为25.2~30.6℃、33.86~34.52。北到16° N、南到10° N、西可抵达111° E的广阔海域,都在它的影响之中。

4. 次表层水(U、KU)

包括南海次表层水(U)和黑潮次表层水(KU)两种。南海次表层水团广泛分布在南海100~200 m水层,黑潮次表层水则局限于巴士海峡西缘。

(1) 南海次表层水团,是南海中盐度最高的一个水体。但与北太平洋的次表层高盐水比较,其最高盐度值已明显下降,由34.90下降为34.73。该水团的温、盐度,分别为15.7~22.2℃和34.44~34.73。该水团所处深度,是北部浅、南部深。16° N以北海域,是南海次表层水核心区;16° N以南,有一半海域仍为南海表层水盘踞。其中越南金兰湾以东的表层水范围较小,吕宋岛西南表层水范围较大。

(2) 黑潮次表层水的影响,只局限于巴士海峡附近。主要分布在75~250 m水层中,以高温、高盐为其特征,温、盐度范围分别为:15.9~24.9℃、34.71~34.91。

5. 南海次—中层混合水团(UI)

这里把次表层水与中层水之间的混合水(或称“热带温跃层水”),单独划为一类,称“南海次—中层混合水团”。因为在用Bayes分析法判别各水团时,看出该水团与南海次表层水(U)和南海中层水(I)之间存在显著差异。Nitani、李凤岐等在分析南海东北部水团时,也认为有该水团存在。该水团深度

约为200～350 m。其核心位于17° N以北海域。温、盐范围分别为11.0～15.6℃、34.44～34.65。此外，金兰湾以东和吕宋以西海域，仍有两个小区受到南海次表层水影响。由此可见，暖水在反气旋中心堆积下沉，不仅影响表层水，而且影响南海次表层水(U)和南海次—中层水(UI)。

6. 南海中层水团(I)

它几乎盘踞了整个南海海盆，其核心部分位于16° N以北海域。虽然中层水团以低盐为其特征，但与北太平洋中层水相比，南海中层水的低盐核心值，则要高得多。前者为34.20，后者则为34.40。南海中层水的温、盐分别为5.5～11.8℃、34.39～34.48。

7. 南海深层水团(D)

该水团主要分布在1 000 m以下的南海海盆区域，其温、盐度范围分别为2.35～4.56℃、34.49～34.60。

它们的名称、温盐特性和所处深度，如表4.4-1所示(刘增宏等，2001)。它们垂直分布则由图4.4-2给出。

表4.4-1 夏季南海水团温盐特征值和所处深度

水团名称	简称	核心值			范围		
		温度(℃)	盐度(PSU)	深度(m)	温度(℃)	盐度(PSU)	深度(m)
沿岸冲淡水	F	29.0	31.00	/	27.4～32.0	<31.70	0～10
近岸混合水	M	29.0	32.60	/	27.0～30.8	32.10～33.10	0～20
南海表层水	S	30.0 25.5	34.00 34.40	10～80	22.3～31.9	32.20～34.63	0～120
南海次表层水	U	19.0	34.70	130	15.7～22.2	34.44～34.73	120～200
南海次－中层混合水	UI	12.5	34.55	250	11.0～15.6	34.44～34.65	200～350
南海中层水	I	9.0	34.40	450	5.5～11.8	34.39～34.48	350～800
南海深层水	D	3.0	34.55	/	2.35～4.56	34.49～34.60	>1 000
黑潮表层水	KS	28.5	34.60	30～60	24.0～30.4	33.72～34.36	0～75
黑潮次表层水	KU	20.0	34.90	150	15.9～24.9	34.71～34.91	75～250

(二) 冬季水团结构特征

冬季水团与夏季水团基本一致，只是夏季典型的次表层水、次—中层混合水分布在南海北部，而冬季则南移到深水区。这是因为夏季增温，跃层强盛，更好地保护次表层水、次—中层混合水的特征。冬季，表层的冷却可混合更深，北部陆架近岸混合水团(M)显著扩大，因此，次表层水、次—中层混合水分布在较浅的水域，而冬季则南移到更深的水域。

第五章　海水运动方程

第一节　力的分析

原则上,海洋中各种运动关系都可以通过一系列的数学方程来阐述。但实际上,通常只能计算出其中一部分方程的值。最经常地用来表示海流、波浪、潮汐、湍流和其他运动形式的这些方程充其量也不过是实际发生的情况之适当近似。在这一章里,主要讨论运动方程,以及它们如何运用到海洋动力学的研究之中。

对于力和运动的任何定量讨论,都需要一个坐标系。虽然球面坐标系可能更逼真一些,但是它也更为复杂。因此,在海洋学上最经常使用的是笛卡儿直角坐标系。在这个系统中,地球被当成平的。笛卡儿坐标系几乎适用于解决物理海洋学中各种动力学问题。

在这个坐标平面中,通常设定 x 轴指东,y 轴指北,而 z 轴是竖直向下的。更明确地说,z 轴所指的方向是地心引力矢量的方向。各个对应的速度矢量分别为 u,v 和 w(图5.1-1)。

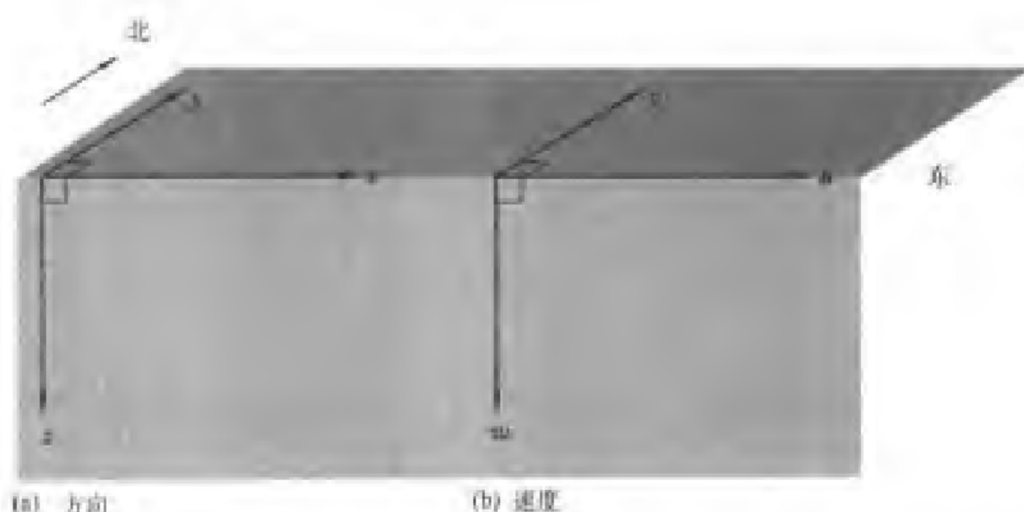


图 5.1-1 海洋中常用坐标系统

虽然气象学家和海洋学家喜欢用笛卡儿坐标系来描述大气与海洋的运动，但是他们又常常采用不同的规定来描述风和海流。例如，一个北向海流就是朝北流动的海流；北风则表示风是从北方刮来。规定是混乱的，但改变它的可能性却很小，因为习惯已成自然。为了减少混乱，本文仍采用"来自北方的风"和"朝北的海流"这样的词来描述所要讨论的问题。

牛顿第二定律表明，一个质点的加速度与作用在这个质点力的总和成正比，即

$$\frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}t}=\frac{1}{m}\sum F \tag{5.1-1}$$

在讨论流体运动时，这个关系通常写为

$$\frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}t}=\frac{1}{\rho}\sum F \tag{5.1-2}$$

这里，V 是流体的矢量速度，F 是每单位体积上所受的力。

当方程(5.1-1)和(5.1-2)用 x、y、z 坐标方向上力的分量表示时，则可得出下面一组方程：

$$\begin{aligned}\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}t}&=\frac{1}{\rho}\sum F_x\\\frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}t}&=\frac{1}{\rho}\sum F_y\\\frac{\mathrm{d}w}{\mathrm{d}t}&=\frac{1}{\rho}\sum F_z\end{aligned} \tag{5.1-3}$$

根据数学上的定义，(5.1-3)式左边又可写成：

$$\frac{du}{dt}=\frac{\partial u}{\partial t}+u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial u}{\partial y}+w\frac{\partial u}{\partial z}$$
$$\frac{dv}{dt}=\frac{\partial v}{\partial t}+u\frac{\partial v}{\partial x}+v\frac{\partial v}{\partial y}+w\frac{\partial v}{\partial z} \tag{5.1-4}$$
$$\frac{dw}{dt}=\frac{\partial w}{\partial t}+u\frac{\partial w}{\partial x}+v\frac{\partial w}{\partial y}+w\frac{\partial w}{\partial z}$$

或者,一般地写为

$$\frac{d}{dt}=\frac{\partial}{\partial t}+u\frac{\partial}{\partial x}+v\frac{\partial}{\partial y}+w\frac{\partial}{\partial z}$$

在海洋中,作用在一个流体元上有四种重要的力。它们是:重力、压强梯度力、摩擦力和科氏力。在一般的情况下,方程(5.1-2)可以写为

$$\frac{dV}{dt}=\frac{1}{\rho}\sum F=\text{重力}+\text{压强梯度力}+\text{科氏力}+\text{摩擦力}$$

重力、压强梯度力和科氏力的数学表达式是相当简单的。加之,所选择的坐标系统,z 轴指向重力的方向,那么在 x、y 轴上都不含有重力分量。但各种形式的摩擦力就不大容易用一种精确的方法表示出来,在海洋中测量它们也很困难。

一、压强梯度力

在方程右边的各项作用力中,压强梯度力是最容易想像的:一个质点将从压力高的地方向压力低的地方运动。并且它的加速度与压强梯度力成正比。例如,河水往低处流,水位差越大,流速越快;水库的堤坝,越靠近底部,受的压力越大,出现的管涌,速度快,损失大;海洋中,海平面高的那里海水也要向低的地方流动。相当于从高压流向低压处,并且水块的加速度与这个斜面的倾角成正比(相当于与压强梯度力成正比)。在数学上可做如下考虑:

在密度为 ρ 的流体中,有一个三边分别为 Δx、Δy、Δz 的小立方体,使这个体积元处在压强从左至右逐渐增大的水槽中(即 $p_2>p_1$)(图 5.1-2)。

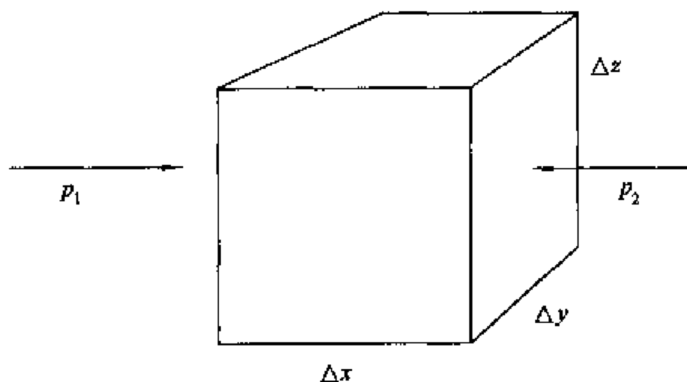


图 5.1-2　计算压强梯度力的流体元

要记住,压力是压强和横截面面积的乘积,力矢量垂直于横截面,于是小立方体两个面上所受的力就是

$$F_1 = p_1 \Delta y \Delta z, F_2 = p_2 \Delta y \Delta z$$

使压强 p_2 略大于 p_1:

$$p_2 = p_1 + \Delta p$$

而流体元的质量仅是密度和体积的乘积:

$$m = \rho \Delta x \Delta y \Delta z$$

所以把小立方体质量的加速度与压力的关系列成方程,就是

$$\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}t}(\rho \Delta x \Delta y \Delta z) = F_1 - F_2 = p_1 \Delta y \Delta z - (p_1 + \Delta p)\Delta y \Delta z$$

$$\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}t} = -\frac{1}{\rho}\frac{\Delta p}{\Delta x}$$

使流体中的小立方体变得很小,就可以得到下面的微分形式:

$$\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}t} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}$$

注意:F_2 之所以带负号,是因为这个力指向 $-x$ 方向。在最后的方程中,负号仅表示使质点从高压向低压加速的意思。对其 y、z 方向,也可以做同样的推导。于是得

$$\begin{aligned} \frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}t} &= -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} + \cdots\cdots \\ \frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}t} &= -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y} + \cdots\cdots \\ \frac{\mathrm{d}w}{\mathrm{d}t} &= -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z} + \cdots\cdots \end{aligned} \tag{5.1-5}$$

了解压强梯度力最简单的方法就是从倾斜的水面入手。假想一个容器中装着一种理想流体,其密度为 ρ。在不引起任何其他运动的情况下,通过某种方法使水面成图 5.1-3 所示的坡度。我们已经知道,流体中任何一点上的压力仅仅是其上方流体的重量,所以有

$$\begin{aligned} p_1 &= \rho g z \\ p_2 &= \rho g(z + \Delta z) \end{aligned}$$

因此,压强梯度力项变为

$$\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{1}{\rho}\frac{p_2 - p_1}{\Delta x} = g\frac{\Delta z}{\Delta x} = g\tan\theta \tag{5.1-6}$$

这里,$\tan\theta$ 是液面的斜率。

很明显,流体内部水平压强梯度力是处处相等的。因此,如果没有其他力

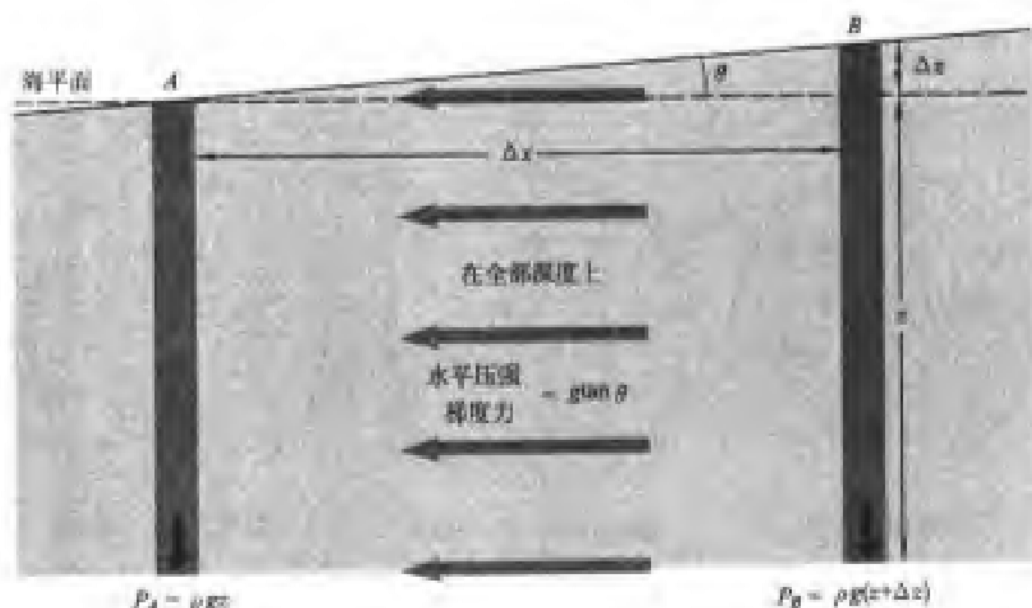


图 5.1-3　等压面倾斜产生压强梯度力

的作用，方程(5.1-5)表明整个流体将一致地朝着压力低的地方做加速运动。

二、科氏力

科氏力在四种力中是最难领会的，因为它没有直观性。对于大多数人而言，对于在重力、压力和摩擦力的作用下产生的运动都有一个定性的概念，但是对于一个质点在科氏力的影响下将发生的运动却没有什么经验。

为了理解科氏力，首先要明确它根本不是一种真实的力。它所以能产生加速度都是和旋转的地球有关。为了说明它的特性，现举三个例子。

(一) 沿地球表面南北方向运动的水质点

我们知道，地球的半径大约是 6 400 km，每 24 h 自转一周，其切向加速度如图 5.1-4 所示。现假设一个水质点在 45° N 开始以 10 $m \cdot s^{-1}$的速度朝南运动，并且除了重力之外没有别的力作用于它。根据牛顿第一定律，一个质点在不受外力作用下，它将以恒定的速度做连续的运动。因此，这个质点在 2 d 的时间内应该通过 30° N 的地方，并继续以 10 $m \cdot s^{-1}$的速度朝南运动。然而，这个 10 $m \cdot s^{-1}$的速度是相对于地球而测得的。从一个考虑到地球旋转的坐标系来说，这个质点在 45° N 处还有一个朝东的、大小为 326 $m \cdot s^{-1}$的切向速度。可是，在 30° N 处地球表面朝东的切向速度就变成 402 $m \cdot s^{-1}$。由于这个水质点仍然因惯性作用保持起点处的切向速度，所以，对于地球上的一个观测者来说，该质点不仅有朝南的 10 $m \cdot s^{-1}$的速度分量，而且它还以 76 $m \cdot s^{-1}$的速度向

西运动。相对于地球上的观测者,这个质点已经具有一个向西的巨大加速度。

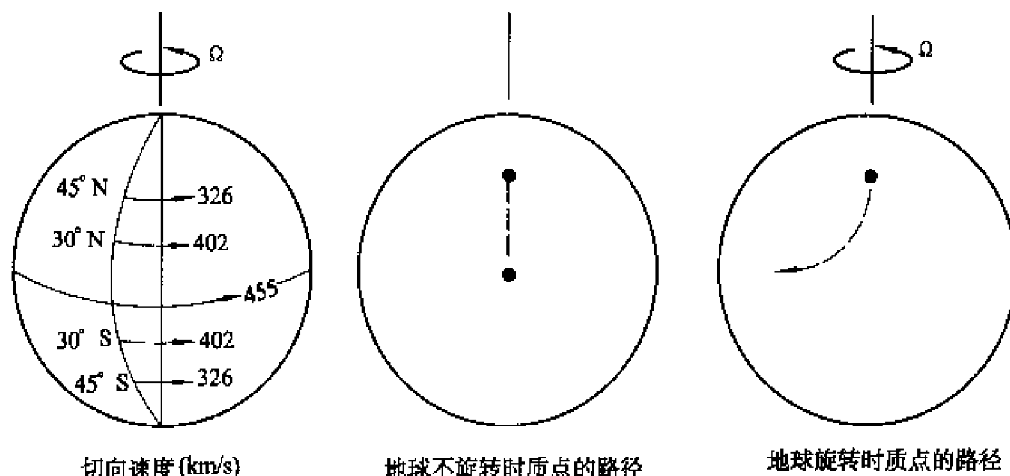


图 5.1-4 切向速度随着纬度而变化,向赤道运动的质点产生向西加速度

同样如果有人让一个质点在 30° N 处开始以 10 m·s^{-1}的速度朝北运动,那么会发现,在 45° N 处该质点将以 76 m·s^{-1}的速度朝东运动。你还可以在南纬 30°~45°之间做同样的实验,并且会发现东西方向上的速度其数值与上述情况相同,但加速度的方向是相反的。当你使想像的质点在地球上做南北方向上运动时,你会发现一个有趣的规律:在北半球,出现的加速度总是指向质点运动方向的右方;而在南半球,出现的加速度则指向运动方向的左方。在赤道上,加速度将通过拐点,所以其数值等于零。由此可见,这个力与质点的运动速度,地球自转角速度和质点所在的地理纬度存在一种函数关系,严格的数学推导可以证明,质点沿着地球经向方向运动,将受到一个力的作用,这个力的量值为 $2\omega v\sin\phi$,其方向在北半球指向 v 的右面,在南半球指向 v 的左面。

(二) 沿地球表面东西方向运动的水质点

沿地球表面上做东西方向运动的一个水质点的离心加速度,可以解释这个方向科氏力的产生。在水质点静止时,它受到离心加速度是$\frac{U^2}{q}$。

这里 $U=\omega q$(图 5.1-5)。ω 是地球的角速度,其值为 2 π/24 h 或 7.29×10^{-5}/s。q 是地球面到地轴的垂直距离。

如果该质点朝东运动的速度为 u,那么它受到的离心加速度将是

$$\frac{(U+u)^2}{q}=\frac{U^2}{q}+\frac{2Uu}{q}+\frac{u^2}{q}$$

那么,由于质点的运动产生多余的离心加速度:

$$\frac{(U+u)^2}{q}-\frac{U^2}{q}=\frac{2Uu}{q}+\frac{u^2}{q}=2\omega u+\frac{u^2}{q}\approx2\omega u \qquad (5.1\text{-}7)$$

上面方程中，在数量级上第一项比第二项大 1 000 倍，这最后一项小到可以忽略。所以，第一项就是科氏加速度。

但是，这个力是沿着 q 方向指向空间的一个力，将它分解成铅直方向（与 R 一致）和沿着地面指向 u 方向右面 $(-y)$ 的力，铅直方向的力与地球重力平衡，指向 $-y$ 方向的力，就是科氏力，其值为 $2\omega u\sin\varphi$。

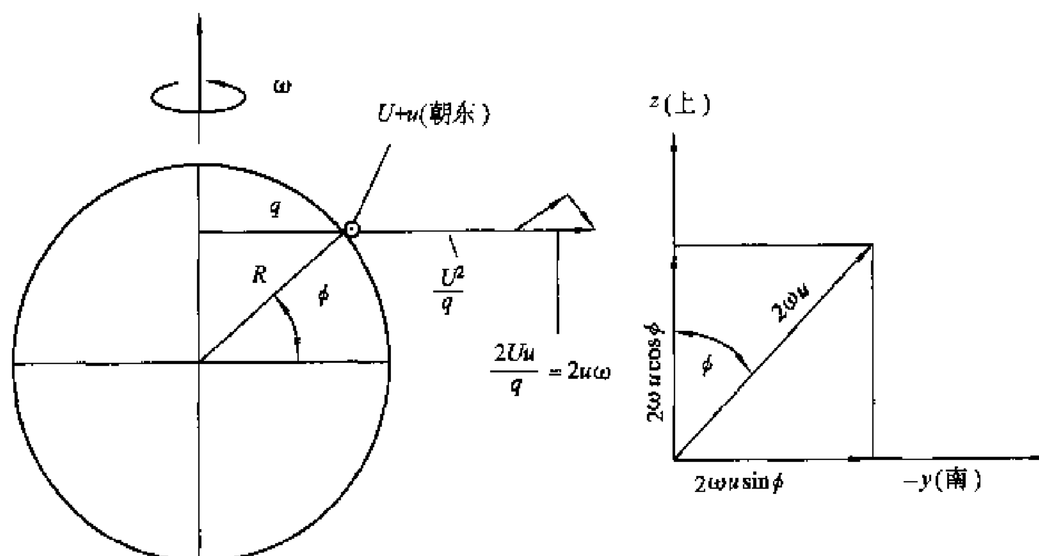


图 5.1-5　相对地球表面的、朝东的速度 u 增加了质点的离心加速度

从上述几个例子表明，在地球上研究流体运动，就要考虑地球旋转的影响。考虑地球旋转的最简单方法是添加一个表观的力，即科氏力。在我们的坐标系中，把方程(5.1-5)中科氏力写成下列形式，就可以足够精确地解决大多数海洋学问题：

$$
\begin{aligned}
\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}t} &= -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} + fv + \cdots\cdots \\
\frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}t} &= -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y} - fu + \cdots\cdots
\end{aligned}
\tag{5.1-8}
$$

这里 $f=2\omega\sin\phi$。

分析方程(5.1-8)表明，科氏力与相对地面运动的速度成正比；如果没有速度，也就没有科氏力。科氏力随着纬度的增加而增加，它在南极、北极达到最大值，而在赤道上为零。科氏力的方向总是与其运动的方向成直角。在北半球，它向右作用（对于面向运动方向的观测者而言）；在南半球（那里纬度的正弦是负值），科氏力是向左方作用的。

（三）水质点运动的惯性周期

我们考虑一个悬挂在北极上空并能在任何方向自由摆动的钟摆。假设在

中午 12 点钟它开始沿着东经 90°至西经 90°的经向轴摆动(图 5.1-6)。在没有其他力的情况下，当地球在它下面旋转的时候，这个摆将继续地在同一方向上摆动。这时从空中俯瞰北极，则发现地球按逆时针方向转动，每小时 15°；对于站在靠近北极极点的地球上观测者来说，这个钟摆则是沿顺时针方向转动，每小时 15°。经过 12 个小时，这个钟摆将又沿着东经 90°至西经 90°的轴向摆动。

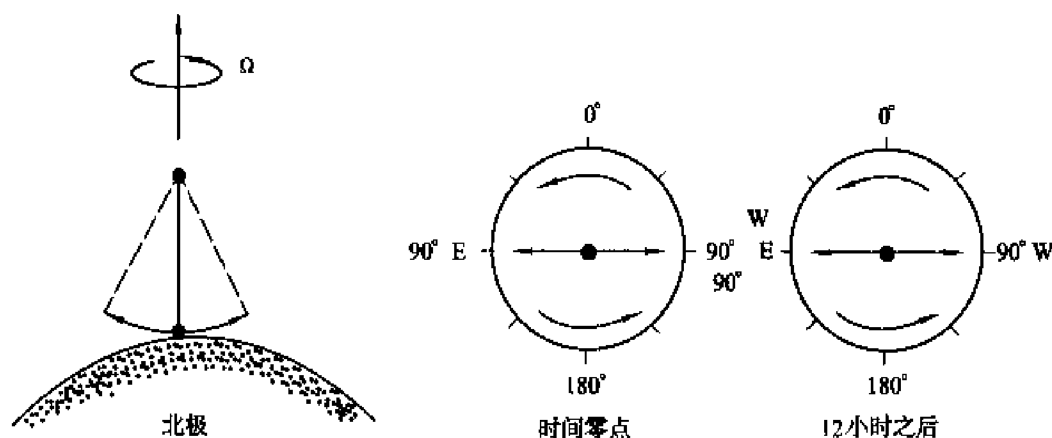


图 5.1-6　北极上单摆的平面摆动

在南极做上述试验，也会出现相同的结果。不过对于空间观测者来说，当他俯瞰南极时，地球呈顺时针方向转动。而对于站在南极附近的地面观测者，那个钟摆将呈现逆时针方向的转动。

现在设想一个类似的钟摆在赤道上沿着东西轴线摆动。当地球在下面旋转时，这个摆将继续沿着东西轴线摆动。不发生转动。这时其周期为无穷大。据此我们得出摆动 180°又回到它初始平面上的时间为：

$$T=\frac{12\ \mathrm{h}}{\sin\phi}$$

这里 ϕ 是纬度。在纬度等于 90°的地方，周期是 12 h；在赤道上，周期是无穷大。这样的一个摆叫做傅科摆(J.B.Fowcawlt)，因为 1851 年傅科在巴黎曾做过这样的实验。T 又叫运动的惯性周期。

在科氏力起着重要作用的系统中，摆要向着垂直于它们运动的方向偏转，质点要向着垂直于它们运动的方向加速。一个有趣的例子是考虑一个球沿着一个无摩擦的、倾角为 θ 的斜面滚下所发生的情况。在没有科氏力这一项时，支配运动的方程是简单的，即

$$\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}t}=-g\tan\theta$$

假设这个球从斜面顶部的一个静止位置开始滚下，则在时间 t 之后的最终速度为

$$u = -g\tan\theta \cdot t$$

并且通过的路程为

$$x = \frac{1}{2}g\tan\theta \cdot t^2$$

然而，如果考虑科氏力，则方程变为

$$\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}t} = -g\tan\theta + fv$$

$$\frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}t} = -fu$$

这个方程的解是

$$x = -\frac{g\tan\theta}{f^2}(1-\cos ft)$$

$$y = +\frac{g\tan\theta}{f^2}(ft - \sin ft)$$

这个球所描绘的轨迹如图 5.1-7 所示。当这个球开始沿斜面滚下时，一旦有了速度，科氏力就使它向垂直于斜面的右方加速。这个球速度越大，则科氏力的影响就越大，使球的路径弯曲的程度越显著，甚至向斜面的上部运动。当向上运动时，它的速度将慢下来。在假设没有摩擦损耗的条件下，这个球将继续弯向斜面的上部，直到达顶点才停下来。在那一点上速度为零(因此科氏力也等于零)。接着，这个球又滚下斜面，并且重复上述过程。

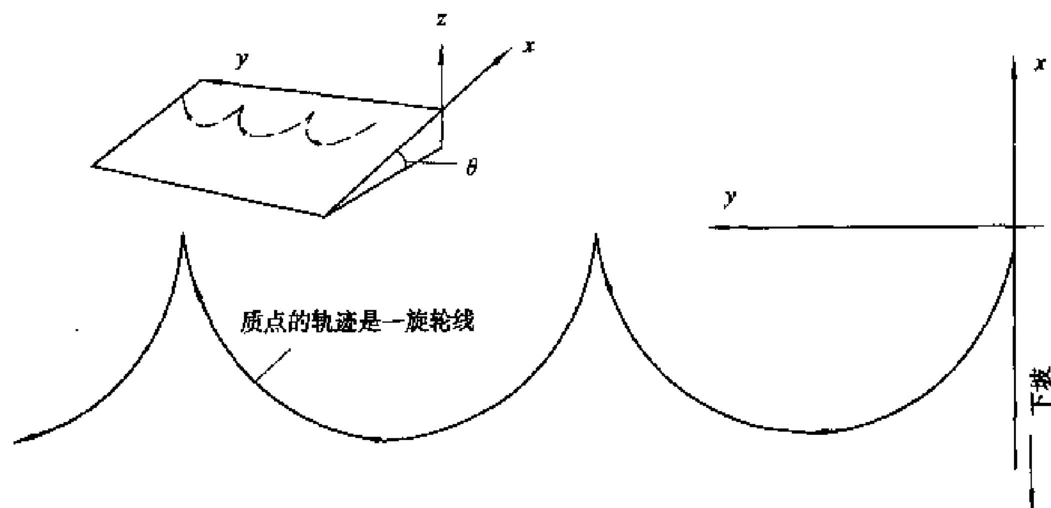


图 5.1-7 根据平面地转方程，则一个斜面上质点的运动轨迹为一旋轮线

如果有人想在实验室里测量这种运动，那是不大可能的。因为这个球要

滚 5 min 才可以看到百分之一的曲度。甚至于在一个斜率仅为 0.1% 的斜面上,在 5 min 时间里球也运行了近 500 m。要使这个球到达底部后再回升到顶端,所需的斜面要比整个美国的国土面积还大。

三、重力

用我们设定的坐标系,重力的作用方向是在 z 轴上。虽然从一个地方到另一个地方重力略有变化,但是这种变化对于解决物理海洋学中的任何问题都是微不足道的。地球表面上的重力变化大约是 0.5%。两极和赤道之间的重力加速度有 5 $cm \cdot s^{-2}$ 之差(在赤道为 978 $cm \cdot s^{-2}$,在两极是 983 $cm \cdot s^{-2}$),重力势的减小与旋转着的地球有关系,赤道上地球的半径要比两极的半径约大22 km。

如果地球的密度是均匀的,那么,重力应随着深度呈线性减小;但是因地球的密度随着深度而增加,所以重力实际上随着穿透地壳的深度而增大。但这个变化是很小的:

$$g(z) = g_0 + 2.3 \times 10^{-4} z(cm \cdot s^{-2})$$

这里,深度是用米来计算。即使在最深的海沟底部,其重力的数值也仅仅比地球表面上的重力值大 0.25%。

四、摩擦力

一阵风刮过水面,将引起表层水的运动。因为水有粘滞性,施加于水上的摩擦应力将向下传递。若风停止,则水的运动也要慢下来,最后,水的宏观运动将停止下来。

粘滞性表示由于流体中存在着速度差异而引起的动量的侧向传递。这实际上产生了一个"动量压力",技术术语中称之为切应力。不过,这个切应力与压力非常相似,它有与压力相同的单位和量纲,而且它完全类似压力那样通过其梯度产生作用力。

如果知道水分子的粘滞性,那么能量传递和消散的速率就可以计算出来。但是,这个问题不能仅仅用分子粘滞性理论来解释,更确切地说,这种应力并不单是靠分子过程来传递的。海洋里的各种运动都以湍流的形式出现。其动量的向下传递不但依靠分子运动,而且还通过湍流来进行。有些人把湍流传输过程当作与分子运动相类似的过程来考虑:运动流体的大小旋涡类似于分子,"混合长度"相当于分子的平均自由程。不过,涡动粘滞系数要比分子的粘滞系数大许多倍。然而,不管这种类比正确与否,这样代替都存在着一个尺度问题。

如果认为涡动的粘滞性确切地与分子粘滞性相似，那么，x，y 和 z 方向上的摩擦力分别为

$$
\begin{aligned}
\tau_{xx} &= \frac{A_l}{\rho}\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right)+\frac{A_z}{\rho}\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \\
\tau_{yy} &= \frac{A_l}{\rho}\left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 v}{\partial y^2}\right)+\frac{A_z}{\rho}\frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \qquad (5.1\text{-}9) \\
\tau_{zz} &= \frac{A_l}{\rho}\left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 w}{\partial y^2}\right)+\frac{A_z}{\rho}\frac{\partial^2 w}{\partial z^2}
\end{aligned}
$$

写在下角的 l 和 z 分别表示水平与垂直方向上的涡动粘滞系数。其特征值为

$$A_l = 10^4 \sim 10^7\ \mathrm{g/(cm \cdot s)}$$

$$A_z = 1 \sim 10^2\ \mathrm{g/(cm \cdot s)}$$

海面上风的影响和由涡动粘滞性作用而向海洋传递的动量可以写为

$$
\begin{aligned}
\frac{\partial \tau_x}{\partial z} &= A_z\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \\
\frac{\partial \tau_y}{\partial z} &= A_z\frac{\partial^2 v}{\partial z^2}
\end{aligned}
\qquad (5.1\text{-}10)
$$

这里，τ_x 和 τ_y 是风应力在 x 与 y 方向上的分量。

五、运动方程

平衡加速度的力共有四种：(1) 压强梯度力；(2) 重力；(3) 摩擦力；(4) 科氏力。(4)是虚构的一种力。这是由于所设定的是非旋转坐标系，而事实上所有的观测都是在转动着的地球上进行的。为此，还进一步规定了坐标系，使重力矢量指向垂直方向，并且在 xy 平面上消除重力项。现在可以写出方程(5.1-5)的解析式：

$$
\begin{aligned}
\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}t} &= -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}+fv+\frac{1}{\rho}\frac{\partial \tau_x}{\partial z}+\frac{A_l}{\rho}\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right) \\
\frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}t} &= -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y}-fu+\frac{1}{\rho}\frac{\partial \tau_y}{\partial z}+\frac{A_l}{\rho}\left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 v}{\partial y^2}\right) \\
\frac{\mathrm{d}w}{\mathrm{d}t} &= -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z}+g+\frac{A_l}{\rho}\left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 w}{\partial y^2}\right)+\frac{A_z}{\rho}\frac{\partial^2 w}{\partial z^2}
\end{aligned}
$$

τ 项指的是风在海面上的切应力。重力包括离心加速度的影响。由于摩擦力比重力小的多，所以，在第三项中去掉摩擦力和垂直方向加速度，于是，上列方程变为

$$\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}t}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}+fv+\frac{1}{\rho}\frac{\partial \tau_x}{\partial z}+\frac{A_l}{\rho}\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right)$$

$$\frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}t}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y}-fu+\frac{1}{\rho}\frac{\partial \tau_y}{\partial z}+\frac{A_l}{\rho}\left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 v}{\partial y^2}\right) \qquad (5.1\text{-}11)$$

$$0=\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z}-g$$

第二节 守恒方程

一、箱式方程

考虑一个假想的小长方体或箱子(V),它的六个面分别为 $B_1, B_2 \cdots\cdots B_6$,并把它埋置在密度和速度都在变化着的一种流体中(图 5.2-1)。

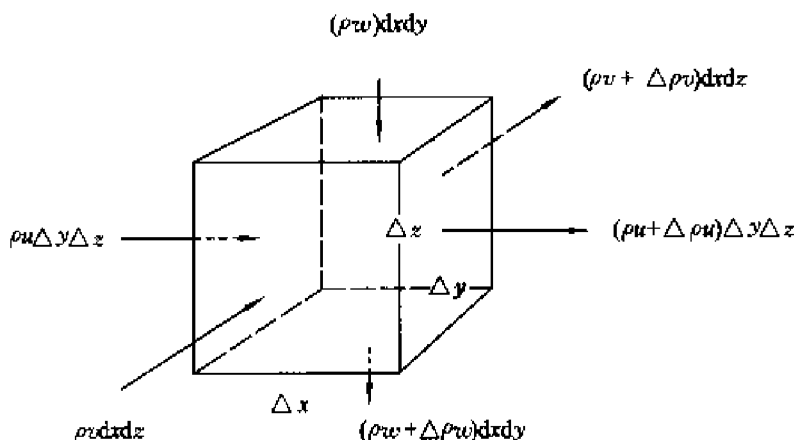


图 5.2-1 箱式质量守恒

这个箱子内密度变化率$\frac{\Delta\rho}{\Delta t}$和穿过六个面的物质总通量有关系,它可以用下式来表示:

$$V\frac{\Delta\rho}{\Delta t}=-\sum_{i=1}^{6}B_i\rho_i V_i$$

这里,ρ_i 和 V_i 分别表示垂直于箱子 B_i 面的密度和速度分量,并且取流进箱子为负,流出为正。

对于盐度的变化,可以用一个相似的方程表示:

$$V\frac{\Delta S}{\Delta t}=-\sum_{i=1}^{6}B_i S_i V_i$$

如果进入箱子的质量(或盐量)通量和流出的相等,那么这个方程的左边等于零。因此,上述两个方程可以简单写作

$$\sum B_i\rho_iV_i=0$$

$$\sum B_iS_iV_i=0$$

二、守恒方程的微分形式

在一个想像的小箱子中以流进和流出的形式写出的守恒方程,虽然对于许多问题是令人满意的,但是,这些方程最经常地还是写成微分形式。在直角坐标系中,设三个轴为 x,y,z 相应的速度分量分别为 u,v 和 w,那么质量的守恒方程可以写为

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}=-\frac{\partial}{\partial x}(\rho u)-\frac{\partial}{\partial y}(\rho v)-\frac{\partial}{\partial z}(\rho w) \tag{5.2-1}$$

而盐量的守恒方程可近似写为

$$\frac{\partial S}{\partial t}=-\frac{\partial}{\partial x}(Su)-\frac{\partial}{\partial y}(Sv)-\frac{\partial}{\partial z}(Sw) \tag{5.2-2}$$

为适应守恒方程的需要,可以假定海水是不可压缩的。那么,方程(5.2-1)、(5.2-2)可以简化为

$$\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{\partial w}{\partial z}=0 \tag{5.2-3}$$

$$\frac{\partial S}{\partial t}=-u\frac{\partial S}{\partial x}-v\frac{\partial S}{\partial y}-w\frac{\partial S}{\partial z} \tag{5.2-4}$$

如果海洋处于一种稳定状态,也就是说,像盐度、温度和溶解氧这样一些特征值,在特定的时间中没有明显的变化。于是,方程(5.2-4)的左边等于零。

偏微分$\frac{\partial S}{\partial x}$,更严格地说要写为$(\partial S/\partial x)_{y,z,t}$,它的意思就是盐度只在 x 方向上变化,而 y,z 和 t 值则为常量。当一个偏微分方程中已经标明是对某一变量偏微分之后,其角注往往省略。例如,在方程(5.2-1)中,第一项表示在给定的点上密度随时间的变化(即 x,y 和 z 为常数);第二项表示 ρu 在 x 方向上的变化,而保持 y,z 和时间 t 为常数。其余类推。

第三节　起始方程及其简化和变换

一、起始方程组

(一) 运动方程组

$$\frac{\partial u}{\partial t}+u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial u}{\partial y}+w\frac{\partial u}{\partial z}-fv=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}+A_z\frac{\partial^2 u}{\partial z^2}+A_l\Delta u \tag{5.3-1}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t}+u\frac{\partial v}{\partial x}+v\frac{\partial v}{\partial y}+w\frac{\partial v}{\partial z}+fu=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y}+A_z\frac{\partial^2 v}{\partial z^2}+A_l\Delta v \quad (5.3\text{-}2)$$

(二) 流体静压方程

$$\frac{\partial p}{\partial z}=\rho g \quad (5.3\text{-}3)$$

(三) 不可压缩流体的连续方程

$$\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{\partial w}{\partial z}=0 \quad (5.3\text{-}4)$$

(四) 热量和盐量的输送方程

$$\frac{\partial t_w}{\partial t}+u\frac{\partial t_w}{\partial x}+v\frac{\partial t_w}{\partial y}+w\frac{\partial t_w}{\partial z}=K_z\frac{\partial^2 t_w}{\partial z^2}+K_l\Delta t_w \quad (5.3\text{-}5)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t}+u\frac{\partial S}{\partial x}+v\frac{\partial S}{\partial y}+w\frac{\partial S}{\partial z}=B_z\frac{\partial^2 S}{\partial z^2}+B_l\Delta S \quad (5.3\text{-}6)$$

t_w 是海水温度，K_z、K_l 是垂直和水平方向热传导系数。B_z、B_l 是垂直和水平方向盐度扩散系数。

(五) 状态方程

$$\rho=a_{1k}t_w+a_{2k}S+a_{3k}t_w^2+a_{4k}S^2+a_{5k}t_w\cdot S+a_{6k}t_w^3$$
$$+a_{7k}S^3+a_{8k}t_w^2\cdot S+a_{9k}S^2\cdot t_w+\cdots\cdots \quad (5.3\text{-}7)$$

(5.3-7)状态方程中，系数 a_{ik}是深度的函数(记号“k”)，为了最佳方式表示温度、盐度和密度的距平关系，可以用最小二乘法来选配此系数。

方程式(5.3-1)~(5.3-7)包含 7 个未知函数：在 Ox，Oy，Oz 轴上的流速分别是 u，v，w，及压力、密度、温度与盐度值：p，ρ，t_w，S。当求解任何不定常环流问题时，只要有 u，v，t_w，S 四个函数的初始值就足够了，而其余三个初始场可以按照它们来确定。

二、边界条件

(一) 垂直方向边界条件

1. 在海面：当 $z=-\zeta(x,y,t)$时，

$$p=p_0$$

$$\rho_o A_z\frac{\partial u}{\partial z}=-\tau_x;\rho_o A_z\frac{\partial v}{\partial z}=-\tau_y$$

$$w=-\left(\frac{\partial \zeta}{\partial t}+u\frac{\partial \zeta}{\partial x}+v\frac{\partial \zeta}{\partial y}\right)$$

$$\frac{\partial t_w}{\partial z}=Q_t,\text{或 } t_w=t_w(x,y,t)$$

$$\frac{\partial S}{\partial z}=Q_s, \text{或 } S=S(x,y,t)$$

2. 在海底：当 $z=h(x,y)$时，

对于流速用粘滞条件为

$$u=v=w=0$$

对于流速取无摩擦滑动条件为

$$\frac{\partial u}{\partial n}=\frac{\partial v}{\partial n}=0$$

对于温度和盐度，给出条件：

$$\frac{\partial t_w}{\partial n}=\frac{\partial S}{\partial n}=0, \text{或 } t_w=t_{wh}(x,y,t), S=S_h(x,y,t)$$

n 是对于海底表面法线，其中某些边界条件用两种形式写出，取用哪一种形式，要视问题的具体提法而定。

（二）水平边界条件

假定研究海区的侧向边界是垂向的，在一般情况下，在侧向边界的液体部分上给定坐标和时间函数 u 和 v，而在固体边界上，则取粘性条件。但是，在求解大多数问题时都不考虑侧向交换，因面在这种情况下，给定垂直于边界的流速分量就已足够。当研究大尺度和中尺度的海流时，通常给出流速依水深的平均值，这种简化在近岸流场中会引起误差。但是，在远离海岸处，它的影响看来是不大的。在水平的平面上，通常把海区的边界用折线来近似，且它的每一段都平行于一个坐标轴，这样一来，对于 u, v 来说，边界条件实际上成为如下形式：

$$\frac{1}{h}\int_0^h u\,\mathrm{d}z=u_1, \frac{1}{h}\int_0^h v\,\mathrm{d}z=v_1$$

在固体边界和岛屿的外缘，$u_1=v_1=0$，对于温度和盐度，在海区的侧边界上，设

$$\frac{\partial t_w}{\partial n}=Q'_t, \frac{\partial S}{\partial n}=Q'_s, \text{或 } t_w=t_b(x,y,t), S=S_b(x,y,t)$$

其中，n 是垂直于侧向边界的法线，在侧向边界的固体部分上有

$$Q'_t=Q'_s=0$$

三、流体静压方程的变换

$$\frac{\partial p}{\partial z}=\rho g$$

$$p=p_0+g\int_{-\zeta}^{z}\rho\mathrm{d}z=p_0+g\int_{-\zeta}^{0}\rho\mathrm{d}z+g\int_{0}^{z}\rho\mathrm{d}z\approx$$
$$p_0+g\int_{-\zeta}^{0}\rho_0\mathrm{d}z+g\int_{0}^{z}(\rho_0+\rho')\mathrm{d}z=$$
$$p_0+\rho_0 g\zeta+\rho_0 gz+g\int_{0}^{z}\rho'\mathrm{d}z$$

减去均匀流体柱的压力后，可求得

$$p_1=p-\rho_0 gz=p_0+\rho_0 g\zeta+g\int_{0}^{z}\rho'\mathrm{d}z$$

为了方便起见，我们利用折算海面升高，来代替物理海面升高，则

$$\zeta_1=\zeta+\frac{p_0}{\rho_0 g}$$

$$p_1=\rho_0 g\zeta_1+g\int_{0}^{z}\rho'\mathrm{d}z$$

为了简化符号的使用，仍然用 $p=\rho g\zeta+g\int_{0}^{z}\rho\mathrm{d}z$，只是 ρ 是相对平均值的变化量，ζ 是把大气压力都计算在内的折算海面高度罢了。

四、量级的估算

在定常的季节性的大尺度海流情况下，为了方程系和边界条件的简化，必须估算起始关系式中各项的量级，因此需进行无维变量分析。为此，假定：

$$x=L_0\overline{x};y=L_0\overline{y};z=h_0\overline{z};u=v_0\overline{u};v=v_0\overline{v};$$
$$w=w_0\overline{w};t=t_0\overline{t};p=p_0\overline{p};\rho=(\delta\rho)_0\overline{\rho};$$
$$\zeta=\zeta_0\overline{\zeta};f=f_0\overline{f};\beta=\beta_0\overline{\beta}$$

首先来研究赤道以外海区的斜压层中大尺度的运动，我们把特征水平尺度 L_0、斜压层特征厚度 h_0、密度距平的特征值 $(\delta\rho)_0$ 作为给定的。其余的量(其中包括水平流速的特征值 v_0)将通过上述三个参量、f_0、β_0 和已知常量来确定。我们取水平特征尺度 L_0 与扰动传播的特征速度之比为特征时间。这就意味着，我们只研究这样一种流体动力学过程，这种过程的扰动传播速度与质点运动的速度具有相同的量级，这样一来，

$$t_0=\frac{L_0}{v_0}$$

进而利用连续方程，我们确定垂直流速分量的特征值，其形式为

$$w_0=\frac{h_0}{L_0}v_0$$

现在我们把方程(5.3-1)转变成无维量的形式，且把每一项都除以 $f_0 v_0$，于是得到下列方程：

$$R_0\left(\frac{\partial \overline{u}}{\partial \overline{t}}+\overline{u}\frac{\partial \overline{u}}{\partial \overline{x}}+\overline{v}\frac{\partial \overline{u}}{\partial \overline{y}}+\overline{w}\frac{\partial \overline{u}}{\partial \overline{z}}\right)-\overline{f}\overline{v}= \\ -\frac{p_0}{\rho_0 L_0 f_0 v_0}\frac{\partial \overline{p}}{\partial \overline{x}}+E_v\frac{\partial^2 \overline{u}}{\partial \overline{z}^2}+E_m\Delta\overline{u}\cdots \tag{5.3-8}$$

其中，$R_0=\dfrac{v_0}{f_0 L_0}$为 Rossby 数；$E_v=\dfrac{A_z}{f_0 h_0^2}$，$E_m=\dfrac{A_l}{f_0 L_0^2}$分别为垂直和水平的涡动粘性的 Ekman 数。

同样，热量传输方程(5.3-5)的无维形式为

$$\frac{\partial \overline{t}_w}{\partial \overline{t}}+\overline{u}\frac{\partial \overline{t}_w}{\partial \overline{x}}+\overline{v}\frac{\partial \overline{t}_w}{\partial \overline{y}}+\overline{w}\frac{\partial \overline{t}_w}{\partial \overline{z}^2}=\frac{1}{p_e}\frac{\partial^2 \overline{t}_w}{\partial \overline{z}}+\frac{1}{\widetilde{p}_e}\Delta\overline{t}_w \tag{5.3-9}$$

式中，$p_e=\dfrac{w_0 h_0}{k_z}$，$\widetilde{p}_e=\dfrac{v_0 L_0}{A_l}$分别为对应于垂直的和水平的扩散的 Peclet 数。

从(5.3-8)式出发，对它们的量级进行粗略地估算。我们认为，海水运动中压力梯度项是主要驱动力。因此，在压力梯度项中，无维参量量级必须为1，即

$$\frac{p_0}{\rho_0 L_0 f_0 v_0}=1\text{，从而求得 } v_0=\frac{p_0}{\rho_0 L_0 f_0}$$

另一方面，根据 $p=\rho_0 g\zeta+g\int_0^z \rho\mathrm{d}z$，有

$$p_0=\rho_0 g\zeta_0=g(\delta\rho)_0 h_0$$

于是，得到如下特征尺度表达式：

$$v_0=\frac{g h_0(\delta\rho)_0}{\rho_0 L_0 f_0},\ w_0=\frac{h_0}{L_0}v_0=\frac{g(\delta\rho)_0}{\rho_0 f_0}\left(\frac{h_0}{L_0}\right)^2 \\ t_0=\frac{L_0}{v_0}=\frac{\rho_0 f_0 L_0^2}{g h_0(\delta\rho)_0},\ p_0=g h_0(\delta\rho)_0,\ \zeta_0=\frac{(\delta\rho)_0 h_0}{\rho_0} \tag{5.3-10}$$

取 $h_0=500\ \mathrm{m}=5\times10^4\ \mathrm{cm}$，$L_0=10^3\ \mathrm{km}=10^8\ \mathrm{cm}$，$f_0=10^{-4}/\mathrm{s}$，$(\delta\rho)_0=10^{-3}\ \mathrm{g\cdot cm^{-3}}$，$\rho_0=1\ \mathrm{g\cdot cm^{-3}}$，$g=10^3\ \mathrm{cm\cdot s^{-2}}$。按(5.3-10)式，我们得到：

$p_0=5\times10^4$，$\zeta_0=50$，$v_0=5$，$w_0=2.5\times10^{-3}$，$t_0=2\times10^7$。

同样，我们取涡动系数 $A_z=10^2$，$A_l=10^7$，$K_z=1$，$K_l=10^6$，这样可得到：

$$E_v=4\times10^{-4},\ E_m=10^{-5},\ p_e^{-1}=0.8\times10^{-2}, \\ \widetilde{p}_e^{\,-1}=2\times10^{-2},\ R_0=5\times10^{-4}$$

这就是说，在运动方程中，地转平衡是基本的，涡动仅在有关薄边界层中

才有显著的作用，即使在像湾流那样强流中，Rossby 数也是不大的。例如，当 $v_0 = 50\ \text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$，$L_0 = 50\ \text{km} = 5\times10^6\ \text{cm}$ 时，我们有 $R_0 = 0.1$，也就是说，当研究强烈的射流时，我们可以用逐次逼近法来考虑在方程(5.3-1)、(5.3-2)中非线性项。

方程(5.3-2)和(5.3-6)的无维形式与方程(5.3-8)、(5.3-9)的无维形式是相同的，因此我们不再写出。

我们再来估算一下特征值 w_0，前面估算是粗略的，这里要严格一些，因为在运动方程中地转平衡是基本的，所以严格说来，不能认为连续方程中所有项都是同一阶的量。这就是说，由方程(5.3-4)所得到的式 $w_0 = \frac{h_0}{L_0}v_0$ 可能是不准确的，如果在(5.3-4)中用 u_g, v_g 来表示 u, v，那么可得到

$$u_g = -\frac{1}{\rho_0 f}\frac{\partial p}{\partial y},\ v_g = \frac{1}{\rho_0 f}\frac{\partial p}{\partial x}$$

$$\frac{\partial w}{\partial z} = -\left(\frac{\partial u_g}{\partial x} + \frac{\partial v_g}{\partial y}\right) = \frac{1}{\rho_0 f}\frac{\partial^2 p}{\partial x\partial y} - \frac{1}{\rho_0 f}\frac{\partial^2 p}{\partial x\partial y} + \frac{\beta}{\rho_0 f^2}\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\beta}{f}v_g$$

由此得出，在大洋的斜压层中，当 $\beta = 2\times10^{-13}$时，特征值 w_0 为

$$w_0 = \frac{\beta_0 v_0 h_0}{f_0} = 5\times10^{-4}$$

它是上述值的 1/5，这就表明利用 $w_0 = \frac{h_0}{L_0}v_0$ 所得的估算仍然有效。在很深的地方，垂直流速特征值应当由边界条件 $w = u_h\frac{\partial h}{\partial x} + v_h\frac{\partial h}{\partial y}$ 来进行估算，在深度很大的地方，海水实际上是很均匀的。因此，通过斜压层厚度来确定海流特征值在这里是缺乏基础的。

五、辅助函数方程的导出过程中需要的几种变换

在上面我们估算特征量之值时把压力梯度作为标准不是偶然的，在中纬度处，压力梯度力是“抵抗”科氏力的，而在赤道上，它却是“抵抗”惯性力的。在海洋中，由于这种或那种原因，将产生引起运动的压力距平，然后，作为该运动和其他外在因子(地球的旋转，内摩擦等)的结果便产生了与压力场相平衡的力。因此，压力距平就是海流动力学的基本特征，只有在无界均匀大洋中，才有可能由风直接吹刮而产生没有压力距平的纯风漂流。即使在这种情况下，非均匀风场也将导致海面倾斜。因此，压力场的确定是海洋动力学的基本课题，在流体动力学中，许多流派的产生都是由于确定压力场方法的不同而划

分的。压力场可以通过建立对于 p 的微分方程来“正面地”确定，但是，在海流理论中，广泛地采用的是另一途径，即通常把这一课题归结为确定某一个辅助函数，在本节中为建立两个关于这种辅助的函数方程，首先让我们作几个简单变换。

在方程(5.3-1)和(5.3-2)中，忽略所有惯性项和侧向混合效应，经简单变换后，可以把方程写成下列形式：

$$A_z \frac{\partial^2 M}{\partial z^2} - ifM = \frac{1}{\rho_0}\left(\frac{\partial p}{\partial x} + i\frac{\partial p}{\partial y}\right) \tag{5.3-11}$$

这里，$M = u + iv$

假设(5.3-11)右边的压力梯度与 z 无关，在此情况下很容易解出复速度

$$M = \frac{1}{f\rho_0}\left(i\frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\partial p}{\partial y}\right) + C_1 e^{-\alpha(1+i)z} + C_2 e^{\alpha(1+i)z}$$

$$\alpha = \sqrt{\frac{f}{2A_z}} \tag{5.3-12}$$

(一) Ekman 边界中海流随深度的分布

仍然把坐标原点设在海面，Oz 轴垂直向下，在海面上用风的切应力条件，即 $\rho_0 A_z \frac{\partial u}{\partial z} = -\tau_x$，$\rho_0 A_z \frac{\partial v}{\partial z} = -\tau_y$，而在边界层的下边界则取地转流的条件。

这样，通过(5.3-12)式就得到

$$M = \frac{1}{f\rho_0}\left(i\frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\partial p}{\partial y}\right)_{z=0} + \frac{(1-i)}{2\rho_0 A_z \alpha}\cdot(\tau_x + i\tau_y)e^{-(1+i)\alpha z} \tag{5.3-13}$$

在这一公式中压力梯度是对于海面而言的，公式本身仅在薄的表面边界层(25～50 m)中有意义；第二项描述了著名的 Ekman 层中垂直涡动粘性之效应。垂直涡动粘性力表达式为：

$$\left(A_z \frac{\partial^2 M}{\partial z^2}\right)_E = \frac{\alpha(1+i)}{\rho_0}(\tau_x + i\tau_y)e^{-(1+i)\alpha z} \tag{5.3-14}$$

(二) 底边界层中海流随深度的分布

在海底处取两种类型的边界条件：或者取粘性边界条件($u = v = 0$)或者取无摩擦滑动条件$\left(\frac{\partial u}{\partial n} = \frac{\partial v}{\partial n} = 0\right)$，在底摩擦层的上界，取地转流条件。在这些边界条件下，从(5.3-12)式可得到

$$M = \frac{1}{f\rho_0}\left(i\frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\partial p}{\partial y}\right)_{z=h}\left(1 - \delta e^{(1+i)\alpha(z-h)}\right) \tag{5.3-15}$$

这里，当在海底处取为粘性条件时，$\delta=1$，而当取无摩擦的滑动条件时，$\delta=0$ 时。由此关系式容易得到底摩擦的表达式：

$$\left(A_z \frac{\partial M}{\partial z}\right)_h = \frac{-(1+i)\alpha\delta A_z}{f\rho_0} \times \left(i\frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\partial p}{\partial y}\right)_{z=h} \tag{5.3-16}$$

或者

$$\left.\begin{aligned} \tau_x^h &= +\frac{\delta}{2\alpha}\left(\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial p}{\partial y}\right)_{z=h} \\ \tau_y^h &= -\frac{\delta}{2\alpha}\left(\frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\partial p}{\partial y}\right)_{z=h} \end{aligned}\right. \tag{5.3-17}$$

同样地从(5.3-15)式容易得到在底摩擦中垂直涡动粘性力的表达式：

$$\left(A_z \frac{\partial^2 M}{\partial z^2}\right)_h = \frac{\delta}{\rho_0}\left(\frac{\partial p}{\partial x} + i\frac{\partial p}{\partial y}\right)_{z=h} e^{(1+i)\alpha(z-h)} \tag{5.3-18}$$

(三) 在整个水层中统一表达式

将(5.3-11)式改写为

$$M = \frac{1}{f\rho_0}\left(i\frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\partial p}{\partial y}\right) - \frac{iA_z}{f}\frac{\partial^2 M}{\partial z^2}$$

对于垂直涡动粘滞项，在表面摩擦层中，我们用近似公式(5.3-14)，在底摩擦层中用公式(5.3-18)式，而在大洋基本层中，则简单地忽略它们，有

$$\begin{aligned} M = &\frac{1}{f\rho_0}\left(i\frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\partial p}{\partial y}\right) + \frac{(1-i)}{2\rho_0 A_z\alpha}(\tau_x + i\tau_y)e^{(1+i)\alpha z} - \\ &\frac{\delta}{f\rho_0}\left(i\frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\partial p}{\partial y}\right)_{z=h} e^{(1+i)\alpha(z-h)} \end{aligned} \tag{5.3-19}$$

公式(5.3-19)用压力梯度和给定的风摩擦场来确定流速，它是通过忽略惯性项与侧向摩擦效应并对垂直涡动粘性作近似而获得。

六、在球坐标系中海水运动方程表达形式

(一) 在球坐标系中，海水质点加速度

在球坐标系中，海水质点加速度$\frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}t}$在$\lambda$(沿着纬圈方向，向东为正)、$\varphi$(沿着经圈方向，向北为正)和 r(铅直方向，向上为正)三个方向的分量为

$$\left.\begin{aligned} \frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}t} &= \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{u}{r\cos\varphi}\frac{\partial u}{\partial\lambda} - \frac{uv}{r}\tan\varphi + \frac{v}{r}\frac{\partial u}{\partial\varphi} + \frac{wu}{r} + w\frac{\partial u}{\partial r} \\ \frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}t} &= \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{u}{r\cos\varphi}\frac{\partial v}{\partial\lambda} + \frac{u^2}{r}\tan\varphi + \frac{v}{r}\frac{\partial v}{\partial\varphi} + \frac{wv}{r} + w\frac{\partial v}{\partial r} \\ \frac{\mathrm{d}w}{\mathrm{d}t} &= \frac{\partial w}{\partial t} + \frac{u}{r\cos\varphi}\frac{\partial w}{\partial\lambda} + \frac{v}{r}\frac{\partial w}{\partial\varphi} + w\frac{\partial w}{\partial r} - \frac{u^2+v^2}{r} \end{aligned}\right\} \tag{5.3-20}$$

具体位置见图 5.3-1。

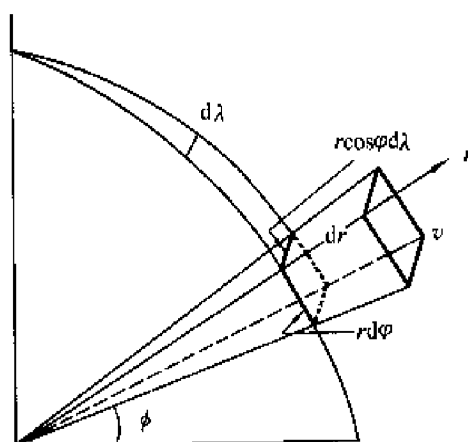


图 5.3-1　常用球面坐标系

(二) 在球坐标系中海水运动方程

根据(5.3-20)式,在球坐标系中运动方程可表示为

$$
\left.
\begin{aligned}
&\frac{\partial u}{\partial t}+\frac{u}{r\cos\varphi}\frac{\partial u}{\partial \varphi}+\frac{v}{r}\frac{\partial u}{\partial \varphi}+w\frac{\partial u}{\partial r}-\frac{uv}{r}\tan\varphi+\frac{uw}{r}=\\
&2\omega\sin\varphi v-2\omega\cos\varphi w-\frac{1}{\rho r\cos\varphi}\frac{\partial p}{\partial \lambda}-\frac{1}{r\cos\varphi}\frac{\partial \Omega}{\partial \lambda}+\\
&\frac{A}{\rho}\left(\Delta u-\frac{u}{r^2\cos^2\varphi}-\frac{2\tan\varphi}{r^2\cos\varphi}\frac{\partial v}{\partial \lambda}-\frac{1}{r^2\cos\varphi}\frac{\partial w}{\partial \lambda}\right),\\
&\frac{\partial v}{\partial t}+\frac{u}{r\cos\varphi}\frac{\partial v}{\partial \lambda}+\frac{v}{r}\frac{\partial v}{\partial \varphi}+w\frac{\partial v}{\partial r}+\frac{u^2}{r}\tan\varphi+\frac{vw}{r}=\\
&-2\omega\sin\varphi u-\frac{1}{\rho r}\frac{\partial p}{\partial \varphi}-\frac{1}{r}\frac{\partial \Omega}{\partial \varphi}+\\
&\frac{A}{\rho}\left(\Delta v-\frac{v}{r^2\cos^2\varphi}+\frac{2\tan\varphi}{r^2\cos\varphi}\frac{\partial u}{\partial \lambda}+\frac{2}{r^2}\frac{\partial w}{\partial \varphi}\right),\\
&\frac{\partial w}{\partial t}+\frac{u}{r\cos\varphi}\frac{\partial w}{\partial \lambda}+\frac{v}{r}\frac{\partial w}{\partial \varphi}+w\frac{\partial w}{\partial r}-\frac{u^2+v^2}{r}=\\
&2\omega\cos\varphi u-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial r}-\frac{\partial \Omega}{\partial r}-g+\\
&\frac{A}{\rho}\left(\Delta w-\frac{2}{r^2}w+\frac{2\tan\varphi}{r^2}v-\frac{2}{r^2\cos\varphi}\frac{\partial u}{\partial \lambda}-\frac{2}{r^2}\frac{\partial v}{\partial \varphi}\right)
\end{aligned}
\right\}
\tag{5.3-21}
$$

Ω 是地球引潮势,在这里我们一并给出。A 是涡动扩散系数。

（三）球坐标系中连续方程

$$\frac{d\rho}{dt}+\rho\left(\frac{1}{r\cos\varphi}\frac{\partial u}{\partial\lambda}+\frac{1}{r\cos\varphi}\frac{\partial(v\cos\varphi)}{\partial\varphi}+\frac{1}{r^2}\frac{\partial(r^2w)}{\partial r}\right)=0$$

（四）球坐标系中热传导方程

$$\frac{\partial t_w}{\partial t}+\frac{u}{r\cos\varphi}\frac{\partial t_w}{\partial\lambda}+\frac{v}{r}\frac{\partial t_w}{\partial\varphi}+w\frac{\partial t_w}{\partial r}=$$

$$K\left[\frac{1}{r^2\cos^2\varphi}\frac{\partial^2 t_w}{\partial\lambda^2}+\frac{1}{r^2\cos\varphi}\frac{\partial\left(\cos\varphi\frac{\partial t_w}{\partial\varphi}\right)}{\partial\varphi}+\frac{1}{r^2}\frac{\partial\left(r^2\frac{\partial t_w}{\partial r}\right)}{\partial r}\right]$$

（五）球坐标系中盐量扩散方程

$$\frac{\partial S}{\partial t}+\frac{u}{r\cos\varphi}\frac{\partial S}{\partial\lambda}+\frac{v}{r}\frac{\partial S}{\partial\varphi}+w\frac{\partial S}{\partial r}=$$

$$\frac{B}{\rho}\left[\frac{1}{r^2\cos^2\varphi}\frac{\partial^2 S}{\partial\lambda^2}+\frac{1}{r^2\cos\varphi}\frac{\partial\left(\cos\varphi\frac{\partial S}{\partial\varphi}\right)}{\partial\varphi}+\frac{1}{r^2}\frac{\partial\left(r^2\frac{\partial S}{\partial r}\right)}{\partial r}\right]$$

式中，K 是热力扩散系数，B 是盐量扩散系数。

第六章　海　流

像陆地上的江河一样，海中也有海流。海流是世界上最大的“河”，有的宽 965 km，有的流量比密西西比河泛滥时还大 1 000 倍。海流的能量大得惊人，相比之下氢弹就成为玩具。神秘的海流，静静地在海中流淌，没有人欣赏它的美，没有人为它写赞歌。

浩大的海流又是地球的循环系统，对陆地生活的重要性，就像血液对于人一样，巨大的气流在天空中造成天气，巨大的海流则制造不同的海洋气候；旧金山的雾，挪威的不冻港，秘鲁和西非的习习凉风都是海流所赐。没有海流，英国的冬天就是一片冰天雪地。

浩大的海流像巨犁般在海中耕耘，把丰富的矿物质、营养盐从海底翻起，海生植物于是获得营养，供世界上的鱼类生存。海流像运输带，把生物在地球 70％的表面上往来输运。海流能把西印度洋群岛的海豆送到数千里外的欧洲沙滩；椰子原产地是马来西亚，一旦落到海里就被海流送到南大洋各地，使几千个海岸边都有了椰树。

第一节 地转流

在海洋中如果某等压面相对于水平面发生倾斜时，那么，水平面上各点所受的压力不相等，海水从压力大的地方流向压力小的地方。海水这一运动所受之力就是水平压强梯度力。水平压强梯度力和科氏力达到平衡时的稳定海流，叫做地转流。所以等压面的倾斜和压力水平分布的差异，是导致海水运动的重要原因。由于均匀密度场和非均匀密度场中，压强梯度力的分布规律不同，所以相应的地转流也有所差异。为了区别起见，将均匀密度场中的地转流称为倾斜流，而非均匀密度场中的地转流称为梯度流。

一、倾斜流

倾斜流是指海水密度分布均匀、但是有不均匀的外压场作用时所产生的地转流。例如，由于海洋上空大气压力分布的不均，使得压力低的地方海面升高，压力高的地方海面降低，于是出现海面倾斜；或者迎风的海岸边，海水受风力作用，在岸边产生堆积，也会使海面（等压面）倾斜于水平面。反之一旦海面发生倾斜，海面下各个等压面也将同时发生倾斜，并与海面平行。这时从海面到海底都将产生一个大小相同的水平压强梯度力，方向由海面高的地方指向海面低的地方，使海水发生运动（图 6.1-1）。

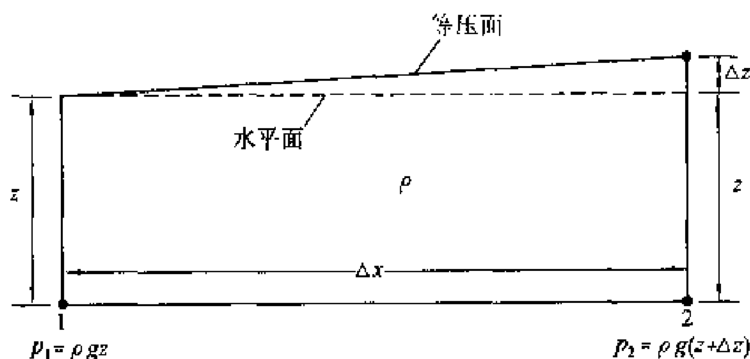


图 6.1-1　海面倾斜产生压强梯度力

二、梯度流

（一）公式导出

梯度流不考虑外力作用，只考虑由于海水密度分布不均匀引起等压面倾斜时产生的海流。海水密度分布不均匀可由海面受热、冷却、蒸发、降水等

因素引起，或者由于风力作用导致的海水密度重新分布的结果。现在假定海洋深而广，所产生的运动是大尺度的。海面风力作用已停止和假定在相当长一段时间里海面温度变化和降水蒸发变化都不大，于是可以认为已形成的海水密度场、温度场和盐度场近似于定常，从而相应的海水运动也近似于定常。因为描述定常海流的大尺度运动方程中，地转方程是基本的，于是(5.3-1—5.3-4)式简化后得

$$0=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}+fv \tag{6.1-1}$$

$$0=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y}-fu \tag{6.1-2}$$

$$0=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z}+g \tag{6.1-3}$$

$$\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{\partial w}{\partial z}=0 \tag{6.1-4}$$

由(6.1-1)和(6.1-2)两式可得梯度流水平分量：

$$\left.\begin{aligned}u&=-\frac{1}{f\rho}\frac{\partial p}{\partial y}\\v&=+\frac{1}{f\rho}\frac{\partial p}{\partial x}\end{aligned}\right\} \tag{6.1-5}$$

假定 y 方向压强梯度力为零，只保留 x 方向压强梯度力

$$\frac{\partial p}{\partial y}=0,\ v=\frac{1}{f\rho}\frac{\partial p}{\partial x} \tag{6.1-6}$$

(二) 梯度流特征

1. 上升流量级估计

将(6.1-1)和(6.1-2)式交叉微分相减得

$$\begin{aligned}&f\rho\left(\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}\right)+f\left(u\frac{\partial \rho}{\partial x}+v\frac{\partial \rho}{\partial y}\right)+\\&\rho u\frac{\partial f}{\partial x}+\rho v\frac{\partial f}{\partial y}=0\end{aligned} \tag{6.1-7}$$

等价地有

$$\begin{aligned}&f\rho\left(\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{\partial w}{\partial z}\right)-f\rho\frac{\partial w}{\partial z}+f\left(u\frac{\partial \rho}{\partial x}+v\frac{\partial \rho}{\partial y}+w\frac{\partial \rho}{\partial z}\right)-\\&fw\frac{\partial \rho}{\partial z}+\rho u\frac{\partial f}{\partial x}+\rho v\frac{\partial f}{\partial y}=0\end{aligned} \tag{6.1-8}$$

利用连续方程，注意到$\frac{d\rho}{dt}=0$，以及定常情形$\frac{\partial \rho}{\partial t}=0, \frac{\partial f}{\partial x}=0, \frac{\partial f}{\partial y}=\beta$，结果上式变成

$$f\frac{\partial(\rho w)}{\partial z}=\beta\rho v$$

近似地可取

$$f\frac{\partial w}{\partial z}=\beta v \tag{6.1-9}$$

由(6.1-9)式可对铅直流速进行估值，若取 $\beta = 2\times10^{-11}/\text{m}\cdot\text{s}$，$f_0=10^{-4}\ \text{s}^{-1}$，$h_0=500$ m，则

$$w_0=\frac{\beta h_0}{f_0}V_0=2\times10^{-4}V_0$$

可见铅直流速的大小相对于水平流速小得多，可取 $w=0$。因此一般可视地转运动为水平的。

2. *梯度流沿等压线方向流动*

将(6.1-1)式乘以 u，(6.1-2)式乘以 v，然后相加可得

$$V_h\cdot\nabla_h p=0$$

式中，$V_h=iu+jv$，$\nabla_h=i\frac{\partial}{\partial x}+j\frac{\partial}{\partial y}$。上式表明水平流速与压强梯度垂直，$V_h$ 梯度流沿等压线方向流动。如果选取 V_h 的方向为 y 轴方向，并记 V_h 的大小为 V_g，则有

$$\frac{\partial p}{\partial y}=0,\ V_g=\frac{1}{f\rho}\frac{\partial p}{\partial x}$$

由上式可知，因为 $V_g>0$，在北半球有 $f>0$，因此$\frac{\partial p}{\partial x}>0$，即高压在运动方向的右边。由图6.1-2中可以看出，在北半球海面向东翘起，结果形成压强梯度力向西；最初，运动指向西，但是科氏力在它右面90°作用，于是流向偏转，直到压强梯度力与科氏力平衡为止。

3. *梯度流沿密度等值线活动*

如果忽略 f 随 y 的变化，那么由(6.1-7)式得

$$V_h\cdot\nabla_h\rho=0$$

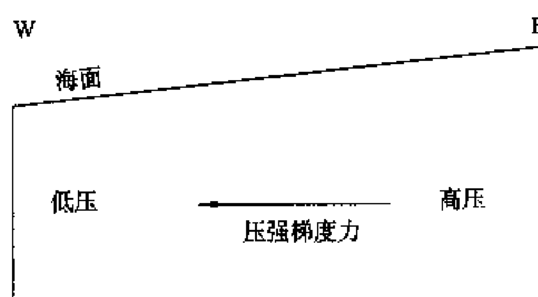
因此，梯度流沿等密线流动，且流动方向的右边密度小。如果盐度定常，表明流动沿等温线流动，流动右方温度高；如果温度定常，流动即沿等盐度线

流动，其右方的盐度低。

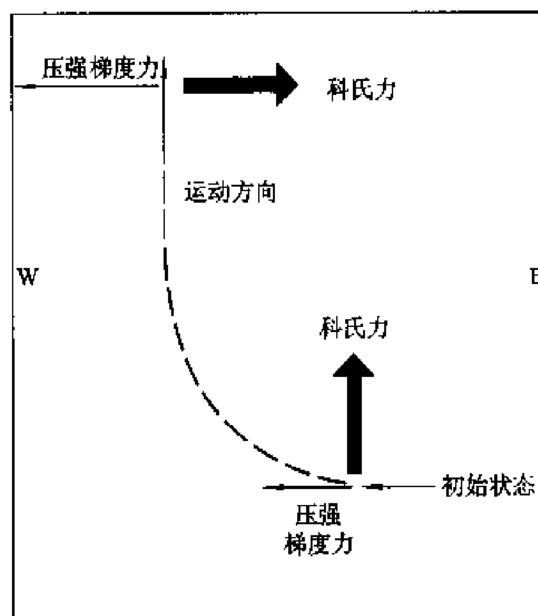
依以上几点结论，可在水文要素平面分布图上定性地分析梯度流的运动规律。

应该强调指出的是，梯度流公式(6.1-5)对于 $f=0$ 的情况不适用。因为 $f=0$ 时，$u\to\infty$，$v\to\infty$，这在实际海洋中是不可能的。原因是在导出(6.1-5)式时，必须规定 $f\neq0$。在赤道上，因 $f=0$，一般来说，$\frac{\partial p}{\partial x}$和$\frac{\partial p}{\partial y}$又不为零，因此地转平衡就不存在了。

从理论上说，利用各深度上的压强梯度值和密度值，便可由(6.1-5)式求得各深度的梯度流水平分量 u 和 v。事实上，等压面的倾斜非常小，如在 $\phi=45°$处，若产生 1 m/s 的梯度流，等压面倾角的正切仅为 10^{-5}，即在 100 km范围内，海面仅升高 1 m，像这样小的倾角是无法测量的。因此计算梯度流时是利用较易观测到的温度和盐度资料，利用 Helland-Hansen公式进行计算。



(a) 断面



(b) 平面

图 6.1-2 在科氏力作用下地转流最终和等压线平行

三、梯度流流速计算方法

设与流垂直的断面上有 A、B 两站，其间水平距离为 L，如图 6.1-3 所示。

图中，A_1、A_2……A_n，B_1、B_2……B_n 为 p_1、p_2……p_n 等压面与 A、B 两站垂直线的交点，各等压面的倾斜角分别为 β_1，β_2……β_n，因为 A_nB_n 为最下层的等压面，它与水平面重合，故 $\beta_n=0$，等压面上水质点受力情况应是这样：

在水平方向上各点的水平压强梯度力与地转偏向力达成平衡，在铅垂方

向上，则要求压强梯度力的铅垂力分量与重力 g 平衡。

由相似三角形知，

$$\tan\beta_1=\frac{fV_1}{g}=\frac{B_1C_1}{L}=\frac{B_1B_n-C_1B_n}{L} \tag{6.1-10}$$

故

$$V_1=\frac{g}{f}\frac{B_1B_n-C_1B_n}{L} \tag{6.1-11}$$

同样，对下一等压面而言，有

$$V_2=\frac{g}{f}\frac{B_2B_n-C_2B_n}{L} \tag{6.1-12}$$

于是可得两上等压面间的相对速度为

$$V_1-V_2=\frac{g}{fL}(B_1B_2-A_1A_2) \tag{6.1-13}$$

式中，gB_1B_2，gA_1A_2 分别表示 B 站和 A 站将单位质量海水从 p_2 等压面移动到 p_1 等压面时，克服重力做的功，以相对位置动力高度 D_A 和 D_B 表示，于是，

$$V_1-V_2=\frac{g}{fL}(D_B-D_A) \tag{6.1-14}$$

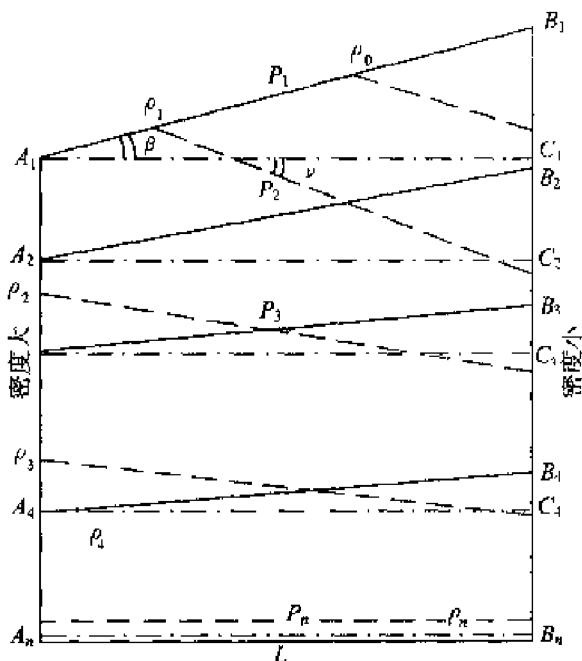


图 6.1-3　等密度面与等压面之间的关系示意图
——等压线 —·—水平线 — — —等密度线

这就是计算密度流公式，它表明通过上等压面相对下等压面的动力高度的计算，求出距离 L 的 A、B 两站间上等压面相对下等压面的流速，若 $V_2=0$，即 p_2 等压面是水平面，则可算出 p_1 等压面的绝对流速 V_1。

将垂直压强梯度力公式（设 z 轴向下为正）：

$$\rho g\,\mathrm{d}z=\mathrm{d}p,\ g\,\mathrm{d}z=\alpha\,\mathrm{d}p \tag{6.1-15}$$

代入(6.1-14)式，可得

$$V_1-V_2=\frac{g}{fL}(B_1B_2-A_1A_2)=\frac{1}{fL}(gB_1B_2-gA_1A_2)=$$

$$\frac{1}{fL}\left(\int_{B_1}^{B_2} g\,\mathrm{d}z - \int_{A_1}^{A_2} g\,\mathrm{d}z\right) = \frac{1}{fL}\left(\int_{p_1}^{p_2} \alpha_B \mathrm{d}p - \int_{p_1}^{p_2} \alpha_A \mathrm{d}p\right) =$$

$$\frac{1}{fL}\left(\int_{p_1}^{p_2} \alpha_{35,0,p} + \delta_B\right)\mathrm{d}p - \int_{p_1}^{p_2} (\alpha_{35,0,p} + \delta_A)\mathrm{d}p =$$

$$\frac{1}{fL}\left(\int_{p_1}^{p_2} \delta_B \mathrm{d}p - \int_{p_1}^{p_2} \delta_A \mathrm{d}p\right) = \frac{1}{fL}\Delta D \qquad (6.1\text{-}16)$$

式中,D 为动力高度(位势),以动力米为单位;α 为比容,$\alpha_{35,0,p}$是盐度为35、温度为0℃、压强为 p 的条件下海水比容;δ 是比容改正量,即实际温度、盐度条件下对 $\alpha_{35,0,p}$的修正。其表达式为

$$\delta = \Delta_{s,t} + \delta_{s,p} + \delta_{t,p} + \delta_{s,t,p},\ \Delta_{s,t} = \left(\frac{1\ 000}{1\ 000 + \sigma_t} - 0.972\ 66\right)10^{-3}\ \mathrm{m^3\,kg^{-1}}$$

在用(6.1-16)计算时,总是用累加求和来代替积分,即

$$D = \sum_{p_1}^{p_2} \frac{\delta_i + \delta_{i+1}}{2}\Delta p$$

根据(6.1-15)式,若 $\mathrm{d}z = 100\ \mathrm{cm}$, $g = 980\ \mathrm{cm/s^2}$, $\mathrm{d}p = 1.006 \times 10^5\ \mathrm{dyn/cm^2} = 1.006\ \mathrm{db}$。由此可见,上下两层深度差的米数,在数值上与两层压力差的分巴数是相近的。因此,当压强单位用分巴作单位时,通常用深度差代替 Δp。

四、计算举例

(一) 动力高度计算

在上一个世纪70年代以前,由于计算机未得到广泛使用,计算动力高度时,多借助海洋常用表来进行,从表上查出 $\delta(\delta = \Delta_{s,t} + \delta_{s,p} + \delta_{t,p} + \delta_{s,t,p})$,然后依公式(6.1-6)的后半部分进行计算。但是,在计算机普遍应用的今天,我们将直接用密度公式计算出两个站上的不同层次的密度,再换算成相应的比容(密度的倒数),然后依公式(6.1-6)的前半部分进行计算。

表6.1-1中给出东中国海PN断面上2000年1月23日相邻两个站位的温盐实测资料,然后依此进行动力计算。

表 6.1-1 PN 断面上 2000 年 1 月 23 温盐资料(谢骏,侍茂崇,2002)

深度 (m)	B 站(27°58′ N,127°35′ W)			A 站(28°03′ N,127°29′ W)		
	T(℃)	S	$\alpha_B(s,t,p)$ (10^{-3}m^3 kg^{-1})	T(℃)	S	$\alpha_A(s,t,p)$ (10^{-3}m^3 kg^{-1})
0	22.30	34.665	0.976 676 47	22.82	34.659	0.976 821 76
10	22.31	34.667	0.976 636 31	22.83	34.654	0.976 786 72
20	22.31	34.667	0.976 594 86	22.80	34.676	0.976 721 29
30	22.31	34.667	0.976 553 48	22.72	34.702	0.976 639 22
50	22.32	34.667	0.976 473 38	22.69	34.716	0.976 538 23
75	22.33	34.667	0.976 372 68	22.66	34.712	0.976 429 73
100	22.34	34.667	0.976 272 16	22.38	34.676	0.976 276 47
125	22.35	34.667	0.976 171 64	22.22	34.670	0.976 134 32
150	22.34	34.667	0.976 065 76	21.85	34.713	0.975 900 85
200	20.53	34.848	0.975 250 96	20.01	34.865	0.975 106 14
250	18.47	34.827	0.974 546 42	18.35	34.833	0.974 513 24
300	17.48	34.787	0.974 133 26	16.88	34.740	0.974 028 95
400	14.86	34.616	0.973 257 76	13.86	34.543	0.973 103 22
500	12.16	34.419	0.972 440 41	11.79	34.404	0.972 381 85
600	10.28	34.314	0.971 754 72	9.01	34.305	0.971 548 14
700	7.82	34.282	0.970 953 73	7.02	34.340	0.970 792 49
800	5.86	34.355	0.970 192 66	5.74	34.359	0.970 173 63
900	5.03	34.388	0.969 631 77	4.87	34.394	0.969 606 86
1 000	4.42	34.417	0.969 105 63	4.34	34.423	0.969 091 37

对于两个等压面的动力高度差 $D=\int_{p_1}^{p_2}\alpha\,\mathrm{d}p$

或离散化为 $\Delta D=\int_{p_1}^{p_2}[\alpha_B(S,T,p)-\alpha_A(S,T,p)]\Delta p$

其中,ΔD 是从 1 000 m 起算的动力高度。

$\alpha(S, T, p) = \alpha(S, T, 0)[1 - p/K(S, T, p)]$，表示在一定温度、盐度、深度条件下海水的比容。

$$\alpha(S, T, p) = \frac{1}{\rho(S, T, 0)}$$

$\rho(S, T, 0) = \rho_w + (b_0 + b_1T + b_2T^2 + b_3T^3 + b_4T^4)S + (c_0 + c_1T + c_2T^2)S^{3/2} + d_0S^2$

$b_0 = 8.244\,93 \times 10^{-1}$　　$c_0 = -5.724\,66 \times 10^{-3}$

$b_1 = -4.089\,9 \times 10^{-3}$　　$c_1 = 1.022\,7 \times 10^{-4}$

$b_2 = 7.643\,8 \times 10^{-5}$　　$c_2 = -1.654\,6 \times 10^{-6}$

$b_3 = -8.246\,7 \times 10^{-7}$　　$d_0 = 4.831\,4 \times 10^{-4}$

$b_4 = 5.387\,5 \times 10^{-9}$

$\rho_w = a_0 + a_1T + a_2T^2 + a_3T^3 + a_4T^4 + a_5T^5$

$a_0 = 999.842\,594$　　$a_1 = 6.793\,952 \times 10^{-2}$

$a_2 = -9.095\,290 \times 10^{-3}$　　$a_3 = 1.001\,685 \times 10^{-4}$

$a_4 = -1.120\,083 \times 10^{-6}$　　$a_5 = 6.536\,332 \times 10^{-9}$

要计算　$K(S, T, p) = K(S, T, 0) + Ap + Bp^2$

$K(S, T, 0) = K_w + (54.674\,6 - 0.603\,459T + 1.099\,87 \times 10^{2}T^2 - 6.167\,0 \times 10^{-5}T^3)S + (7.944 \times 10^{-2} + 1.648\,3 \times 10^{-2}T - 5.300\,9 \times 10^{-4}T^2)S^{3/2}$

$A = A_w + (2.283\,8 \times 10^{-3} - 1.098\,1 \times 10^{-5}T - 1.607\,8 \times 10^{-6}T^2)S + 1.910\,75 \times 10^{-4}S^{3/2}$

$B = B_w + (-9.934\,8 \times 10^{-7} + 2.081\,6 \times 10^{-8}T + 9.169\,7 \times 10^{-10}T^2)S$

$K_w = 19\,652.21 + 148.420\,6T - 2.327\,105T^2 + 1.360\,477 \times 10^{-2}T^3 - 5.155\,288 \times 10^{-5}T^4$

$A_w = 3.239\,908 + 1.437\,13 \times 10^{-3}T + 1.160\,92 \times 10^{-4}T^2 - 5.779\,05 \times 10^{-7}T^3$

$B_w = 8.509\,35 \times 10^{-5} - 6.122\,93 \times 10^{-6}T + 5.278\,7 \times 10^{-8}T^2$

在混合单位制中，L 单位是米(m)，α 的单位是 m³/kg，p 是 p_a，等于 1 N/m²，速度的单位是 m/s。在实际中，$\Delta p = 10^4\Delta z$（以米为单位的深度差）。这是因为 $\rho \approx 103\,5$ kg/m³，$\Delta p = \rho g\Delta z = 1.014 \times 10^4\Delta z$，近似等于 $10^4\Delta z$ 之故。

A、B 站距离 $L = 14\,450.52$ m，

$\sin 27°58' = 0.469$，　$\sin 28°03' = 0.470$，

平均 $\sin\varphi = 0.469\ 5$,

$f = 2\Omega\sin\varphi = 6.828 \times 10^{-5}\ \mathrm{s}^{-1}$

根据上述参数，求得流速的结果，列于表 6.1-2 中。

表 6.1-2　用动力计算方法求得的海流流速(谢骏，侍茂崇，2002)

深度 (m)	$(\Delta\alpha_B - \Delta\alpha_A)$ ($\mathrm{m^3kg^{-1}}$)	$\Delta\bar{\alpha}$ ($\mathrm{m^3kg^{-1}}$)	Δz (m)	Δp ($10^4\Delta z$)	$\sum\Delta\bar{\alpha}\times\Delta p$ ($\mathrm{m^3kg^{-1}\cdot Pa}$)	v ($\mathrm{ms^{-1}}$)
0	$-1.452\ 863\ 2\times10^{-7}$	$-1.478\ 474\ 6\times10^{-7}$	10	10^5	0.793	0.803
10	$-1.504\ 086\ 0\times10^{-7}$	$-1.384\ 178\ 2\times10^{-7}$	10	10^5	0.807	0.818
20	$-1.264\ 270\ 4\times10^{-7}$	$-1.060\ 834\ 6\times10^{-7}$	10	10^5	0.821	0.832
30	$-8.573\ 988\ 5\times10^{-8}$	$-7.529\ 160\ 9\times10^{-8}$	20	2×10^5	0.832	0.843
50	$-6.484\ 333\ 4\times10^{-8}$	$-6.094\ 342\ 1\times10^{-8}$	25	2.5×10^5	0.847	0.858
75	$-5.704\ 350\ 8\times10^{-8}$	$-3.067\ 543\ 7\times10^{-8}$	25	2.5×10^5	0.862	0.874
100	$-4.307\ 366\ 9\times10^{-9}$	$1.650\ 187\ 2\times10^{-8}$	25	2.5×10^5	0.870	0.882
125	$3.731\ 111\ 1\times10^{-8}$	$1.011\ 067\ 1\times10^{-7}$	25	2.5×10^5	0.866	0.877
150	$1.649\ 023\ 0\times10^{-7}$	$1.548\ 614\ 8\times10^{-7}$	50	5×10^5	0.840	0.852
200	$1.448\ 206\ 6\times10^{-7}$	$8.899\ 951\ 4\times10^{-8}$	50	5×10^5	0.763	0.773
250	$3.317\ 836\ 7\times10^{-8}$	$6.874\ 324\ 8\times10^{-8}$	50	5×10^5	0.719	0.728
300	$1.043\ 081\ 3\times10^{-7}$	$1.294\ 247\ 3\times10^{-7}$	100	10^6	0.684	0.693
400	$1.545\ 413\ 4\times10^{-7}$	$1.065\ 491\ 2\times10^{-7}$	100	10^6	0.555	0.562
500	$5.855\ 690\ 7\times10^{-8}$	$1.325\ 679\ 5\times10^{-7}$	100	10^6	0.448	0.454
600	$2.065\ 789\ 9\times10^{-7}$	$1.839\ 071\ 0\times10^{-7}$	100	10^6	0.316	0.320
700	$1.612\ 352\ 2\times10^{-7}$	$9.013\ 456\ 3\times10^{-8}$	100	10^6	0.132	0.133
800	$1.903\ 390\ 5\times10^{-8}$	$2.197\ 339\ 2\times10^{-8}$	100	10^6	0.041 6	0.042
900	$2.491\ 287\ 9\times10^{-8}$	$1.958\ 687\ 8\times10^{-8}$	100	10^6	0.019 6	0.020
1 000	$1.426\ 087\ 7\times10^{-8}$					

在用动力米的混合单位制中，$\Delta D/0.98$ 是以米为单位的高度差，所以 ΔD 数值上和高度差非常接近。

(二) 速度零面的确定

下层流速为零的面，称之为“无运动面”。只有求出流速“零面”的深度，才能求出上层各等压面上之绝对流速。决定零面的方法很多，但还没有一种方法被认为是最可靠、最完善的。这里首先介绍常用而又简单的“动力深度较差法”，然后再介绍现代的 β 螺旋方法。

先计算每两个站之间的动力深度差，给出它们随深度的分布曲线。我们取动力深度较差随深度几乎不变的垂直线段范围，作为速度零面的范围。其中间值作为这两个站的“速度零面”。依此方法类推，逐次求出更多的两个站之间“速度零面”，从而绘出整个海区里“速度零面”分布图。在不大海域里，可以认为“速度零面”是一样的，由此定出一个最终的“零面深度”。但是，较大范围内，零面就不是一个平面了。例如，赤道附近，“零面”约在500 db深处，随纬度增加，零面深度也逐渐增大，高纬度海区，北半球可达1 500 db，南半球可达2 000～2 500 db左右。

（三）动力图绘制及流速的计算

前面我们假定所选断面要和流动方向垂直，若不垂直，则算出的流速只能是在垂直断面上一个分量，而不是全部流速。海洋中实测断面的设定，即使精心筹划也很难处处与流速相垂直。这样就提出一个问题：怎样才能求出海域中海流大面分布情况？绘制动力图可以解决这种问题。其方法如下：

在所研究海区，将已算出的各站动力高度，按不同层次填成大面图，用内差法画出动力高度值等值线，如图6.1-4所示。

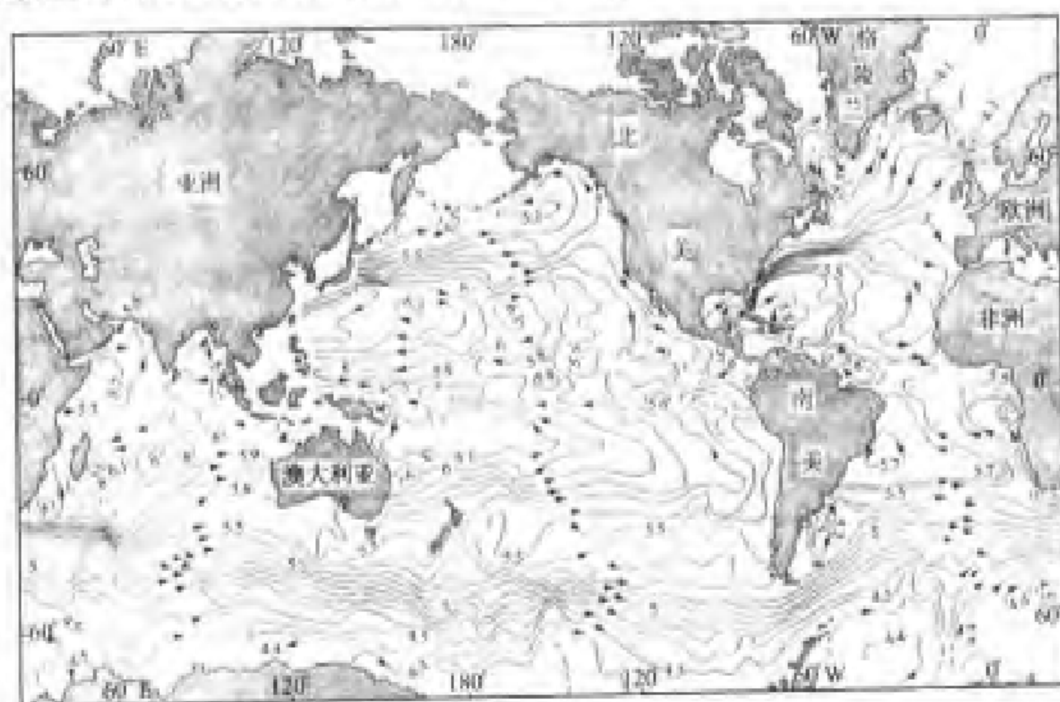


图6.1-4 世界大洋海面相对1 500 db的动力高度，等值线上值是动力米

（B.A.Warren and C.Wunch,1981）

由梯度流性质来判断流速、流向。

1. 流向

海流平行于等动力高度线流动。当观测者顺流看去,在北半球,动力高度的大值位于观测者右手一边,在南半球则相反。

2. 流速

它与动力高度值的梯度成正比。因此,动力高度等值线密集地方流速大,稀疏地方流速小。

五、"热成风"方程

从方程(6.1-1)—(6.1-3)可以得到

$$\frac{\partial(\rho f v)}{\partial z}=\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{z p}{z \partial x}\right)=\frac{\partial(-\rho g)}{\partial x}=-g\frac{\partial \rho}{\partial x} \tag{6.1-17}$$

$$\frac{\partial(\rho f u)}{\partial z}=g\frac{\partial \rho}{\partial y} \tag{6.1-18}$$

$$\frac{\partial(\rho f V_H)}{\partial z}=-g\frac{\partial \rho}{\partial \eta_H} \tag{6.1-19}$$

式中 V_H $\sqrt{u^2+v^2}$, η_H 是与 V_H 垂直的水平距离。

(6.1-19)式再次表明,密度场仅能确定流速的垂直变化,而密度的水平梯度是可以观测出来的。在海洋的1 000 m层以上,在一级近似条件下,$\partial\sigma_t/\partial x$,$\partial\sigma_t/\partial y$ 可以代替$\partial\rho/\partial x$,$\partial\rho/\partial y$。在更深水中,如果温度梯度是密度梯度主要决定因素,上述近似就不行了。然而,在深水中,(6.1-19)式也不好使用。

在(6.1-17)、(6.1-18)式左边 ρ 的变化,和 u, v 在垂直方向变化相比是小的,所以,在 Boussinesq 一级近似条件下,可将 ρ 作为常数提在微分号外,于是变成 $\rho f(\partial v/\partial z)$, $\rho f(\partial u/\partial z)$。如果 ρ 向东减小,$\partial\rho/\partial x<0$,那么,$\partial v/\partial z>0$,即水柱中流速向上增加;如果 ρ 向南减小,$\partial\rho/\partial y>0$,那么,$\partial u/\partial z>0$,水柱中流速仍是向上增加。

六、β 螺旋方法

Schott 和 Stommel(1978)提出一套根据实测密度资料计算地转流流速的方法。其重要之点,是假定水柱中密度为定常,即 $\mathrm{d}\rho/\mathrm{d}t=0$, $\partial\rho/\partial t=0$。在这个假定下得到

$$u\frac{\partial \rho}{\partial x}+v\frac{\partial \rho}{\partial y}+w\frac{\partial \rho}{\partial z}=0 \tag{6.1-20}$$

对方程(6.1-17)、(6.1-18)采用 Boussinesq 一级近似,再代入(6.1-20)中,从而求得

$$-u\frac{\partial v}{\partial z}+v\frac{\partial u}{\partial z}=-\left(\frac{g}{f\rho_0}\right)w\frac{\partial\rho}{\partial z}\tag{6.1-21}$$

将速度写成极坐标形式:$u=V\cos\theta$, $v=V\sin\theta$, θ 是从 x 轴开始向上为正,向下为负。于是(6.1-21)式变成

$$\frac{\partial\theta}{\partial z}=w\frac{\partial\rho}{\partial z}\left(\frac{g}{\rho_0 fV^2}\right)\tag{6.1-22}$$

如果取坐标轴 z 向下为正,因为$\partial\rho/\partial z>0$, $f>0$(北半球),若 $w<0$(上升流),则$\partial\theta/\partial z<0$。它表明,当我们随着水体上升时,可以看到海流向右旋转(角度减小);反之,$w>0$,随水体下降时,可以看到海流向左旋转(角度增大);$w=0$,海流上下角度无变化。

现在假定 $w\neq0$,海流有旋转的情况下,采用 Boussinesq 一级近似,比容 α 为常量,求出 β 螺旋表达式来。根据方程(6.1-1)、(6.1-2),可以得到

$$\frac{\partial(fu)}{\partial x}=f\frac{\partial u}{\partial x}=-\alpha\frac{\partial^2 p}{\partial x\partial y}\tag{6.1-23}$$

$$\frac{\partial fv}{\partial y}=f\frac{\partial v}{\partial y}+v\frac{\partial f}{\partial y}=\alpha\frac{\partial^2 p}{\partial x\partial y}\tag{6.1-24}$$

由(6.1-23)、(6.1-24)式可以得到

$$\begin{gathered}f\left(\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}\right)+v\frac{\partial f}{\partial y}=0\\ \beta v=f\frac{\partial w}{\partial z}\end{gathered}\tag{6.1-25}$$

(6.1-25)是涡度守恒方程,由此式可以看出,只要 $v\neq0$(海流不是东西向运动),$\partial w/\partial z\neq0$。它表明,$w$ 随 z 而变,并且到处不为零。

假定 $z=h_0-h(x,y)$是等密度面,$h(x,y)$是 $z=h_0$ 之上高度。如果我们沿着 x 方向走,$\mathrm{d}z=-(\partial h/\partial x)\mathrm{d}x$,

$$\frac{\partial\rho}{\partial x}=-\frac{\partial h}{\partial x}\frac{\partial\rho}{\partial z}$$

$$\frac{\partial\rho}{\partial y}=-\frac{\partial h}{\partial y}\frac{\partial\rho}{\partial z}$$

如果沿着 y 方向走,$\mathrm{d}z=-\frac{\partial h}{\partial y}\mathrm{d}y$。$\mathrm{d}\rho=[(\partial\rho/\partial x)\mathrm{d}x+(\partial\rho/\partial y)\mathrm{d}y]=0$,从而求得

$$\frac{\partial\rho}{\partial x}=\frac{\partial h}{\partial x}\frac{\partial\rho}{\partial z}\tag{6.1-26}$$

以同样方式可以求出

$$\frac{\partial\rho}{\partial y}=\frac{\partial h}{\partial y}\cdot\frac{\partial\rho}{\partial z} \tag{6.1-27}$$

将(6.1-26)、(6.1-27)代入(6.1-20)中，求得

$$u\frac{\partial h}{\partial x}+v\frac{\partial h}{\partial y}=-w \tag{6.1-28}$$

将(6.1-28)式对 z 进行偏微商：

$$\frac{\partial}{\partial z}\left(u\frac{\partial h}{\partial x}+v\frac{\partial h}{\partial y}\right)=-\frac{\partial w}{\partial z}=-\frac{\beta v}{f} \tag{6.1-29}$$

(6.1-17)、(6.1-18)式在 Boussinesq 一级近似条件下，用$\partial h/\partial x$，$\partial h/\partial y$ 可改写成

$$\frac{\partial v}{\partial z}=-\frac{g}{\rho_0 f}\left(\frac{\partial h}{\partial x}\frac{\partial\rho}{\partial z}\right),\frac{\partial u}{\partial z}=+\frac{g}{\rho_0 f}\left(\frac{\partial h}{\partial y}\frac{\partial\rho}{\partial z}\right) \tag{6.1-30}$$

(6.1-30)式只要适当乘上$\partial h/\partial x$，$\partial h/\partial y$，就能满足下列方程：

$$\frac{\partial u}{\partial z}\frac{\partial h}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial z}\frac{\partial h}{\partial y}=0 \tag{6.1-31}$$

将(6.1-29)式对 z 微商结果，再与(6.1-31)式联合，从而求得

$$u\frac{\partial^2 h}{\partial x\partial z}+v\left(\frac{\partial^2 h}{\partial y\partial z}+\frac{\beta}{f}\right)=0 \tag{6.1-32}$$

(6.1-32)式中正坐标向下为正，$\partial h/\partial x$，$\partial h/\partial y$ 可以根据密度观测资料(或者 σ_t)求出，如果站位足够多，$\partial^2 h/\partial z\partial x$，$\partial^2 h/\partial z\partial y$ 也可以求出。假定用动力计算方法已经求出相对某一参考平面的值 u、v，而这参考平面的绝对流速为 u_0、v_0，那么，任意深度处绝对流速则为 $u=u_0+u$，$v=v_0+v$。如果有 N 层 u，v，$\partial^2 h/\partial x\partial z$，$\partial^2 h/\partial y\partial z$，就可以有 N 个用于确定 u_0、v_0 的方程组。如果观测没有误差，那么，解 u_0、v_0 只需要两个方程就够了。可惜的是，实际观测中误差太多了，特别是与时间有关的噪音对观测精度有很大影响，所以通常用最小二乘法来解决。

第二节　风海流

前节讨论了非均匀密度场中在不受风力作用情况下的地转运动，这一节研究均匀密度场中由风力所产生的运动——风生海流。因为密度是均匀的，这实际上仅仅考虑风动力学问题。

一、无限深海的漂流

当定常恒速的风经久地作用于无限广阔的海面时，产生一种定常的运动，称之为漂流。对于这种流动可以得到一种严格的解。漂流理论为 V. W. Ekman(1905)所首创，因而又称之为 Ekman 漂流理论。

由于 Ekman 漂流可以发生在不同水深的海区，故漂流理论分为无限深海漂流和有限深海漂流两种情形。对于无限深海的漂流，海底对其不起影响，而有限深海的漂流，海底的摩擦效应必须考虑。

在远离海岸的深水大洋里，当定常持久的风力作用于海面时，所产生的大尺度流动是定常的。由于风生海流的实际铅直尺度 D 与 Ekman 深度同量级(这将在后面的讨论中得到证明)，所以，铅直湍流摩擦力必须考虑。此外，假定海水密度是常量，持续的定常风力又是均匀的，就认为海面无升降，水平压强梯度力为零。根据以上情况，漂流是铅直湍流所产生的摩擦力与科氏力相平衡的产物。描述该运动的基本方程可由方程组(5.3-1、5.3-2、5.3-3)简化后得到

$$\left.\begin{aligned} 0 &= fv + A_z \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \\ 0 &= -fu + A_z \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \\ \frac{\partial u}{\partial x} &+ \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \end{aligned}\right\} \tag{6.2-1}$$

像在地转流研究中一样，取坐标系为左手坐标系，即取 z 轴向下为正。设风应力仅沿 y 方向作用，且为恒速，即风应力 $\tau_x = 0$，$\tau_y =$ 常量；又设海为无限深，则求解方程(6.2-1)的相应边界条件是

$$z = 0,\ \rho A_z \frac{\partial u}{\partial z} = 0,\ \rho A_z \frac{\partial v}{\partial z} = -\tau_y$$

$$z \to \infty,\ u = v = 0$$

为了求解方便，引进复数形式的速度 W 和复数形式的风应力 τ，即

$$W = u + iv$$

$$\tau = \tau_x + i\tau_y$$

于是(6.2-1)式中的两个运动方程可合并写成

$$\frac{d^2 W}{dz^2} - j^2 W = 0 \tag{6.2-2}$$

其中,

$$j^2=\frac{if}{A_z}=\frac{(1+i)^2f}{2A_z}=(1+i)^2\alpha^2,$$

$$\alpha=\sqrt{\frac{f}{2A_z}}=\sqrt{\omega\sin\varphi/A_z}.$$

边界条件相应地改为

$$\left.\begin{aligned}&z=0,\ \rho A_z\frac{\partial W}{\partial z}=-\tau\\&z\to\infty,\ W=0\end{aligned}\right\}\tag{6.2-3}$$

(6.2-2)式的一般解为

$$W=Ae^{jz}+Be^{-jz}\tag{6.2-4}$$

运用海底边界条件有 $A=0$,运用海面边界条件得 $B=\tau/(j\rho A_z)$,于是(6.2-4)变成

$$W=\frac{\tau}{jA_z\rho}e^{-jz}=\frac{\tau_y}{\sqrt{2}\alpha\rho A_z}e^{-\alpha z+i\left(\frac{\pi}{4}-\alpha z\right)}\tag{6.2-5}$$

如果引进深度 D_0,它定义为

$$D_0=\pi/\alpha=\pi\sqrt{A_z/\omega\sin\varphi}$$

那么 D_0 随纬度变化如表 6.2-1 所示。

表 6.2-1　D 随纬度的变化($A_z=100\ \mathrm{g\cdot cm^2\cdot s^{-1}}$)

纬度(°)	1	10	20	30	40	50	60	70	80	90
D_0(m)	279	87	62	52	46	42	39	38	37	37

于是(6.2-5)式可转写成

$$W=\frac{\tau_y}{\sqrt{2}\alpha A_z\rho}e^{-\frac{\pi}{D_0}z+i\left(\frac{\pi}{4}-\frac{\pi}{D_0}z\right)}\tag{6.2-6}$$

其分量形式为

$$\left.\begin{aligned}u&=\frac{\tau_y}{\sqrt{2}\alpha A_z\rho}e^{-\frac{\pi}{D_0}z}\cos\left(\frac{\pi}{4}-\frac{\pi}{D_0}z\right)\\v&=\frac{\tau_y}{\sqrt{2}\alpha A_z\rho}e^{-\frac{\pi}{D_0}z}\sin\left(\frac{\pi}{4}-\frac{\pi}{D_0}z\right)\end{aligned}\right\}\tag{6.2-7}$$

根据(6.2-7)式,在海面 $z=0$ 处的漂流

$$W_0 = \frac{\tau_y}{\sqrt{2}\alpha A_z \rho} e^{i\frac{\pi}{4}}$$

其大小 $|W_0| = \frac{\tau_y}{\sqrt{2}\alpha A_z \rho}$，其方向与 x 轴成 45°。在任意深度 z 处，漂流的量值为 $|W_z| = \frac{\tau_y}{\sqrt{2}\alpha A_z \rho} e^{-\frac{\pi}{D_0}z}$，说明流速随深度增加而呈指数形式减小，而式中 $e^{i\left(\frac{\pi}{4}-\frac{\pi}{D_0}z\right)}$ 部分表明流向随深度加大而向右偏。在 $z = D_0$ 处，流的大小为 $|W_{D_0}| = \frac{\tau_y e^{-\pi}}{\sqrt{2}\alpha A_z \rho} = e^{-\pi}|W_0| = 0.043|W_0|$，即为海面漂流量值的 4%，而 $z = D_0$ 处的流向与 x 轴成 −135°角，即与海面的流向相反。图 6.2-1 给出了漂流大小和方向随深度的变化，流矢量端点的连线所构成的曲线为 Ekman 螺旋，而它在水平面上的投影为 Ekman 螺线。

以上讨论的是在北半球的情况，若在南半球，则漂流大小随深度面减小，流向随深度增加而不断向左偏。

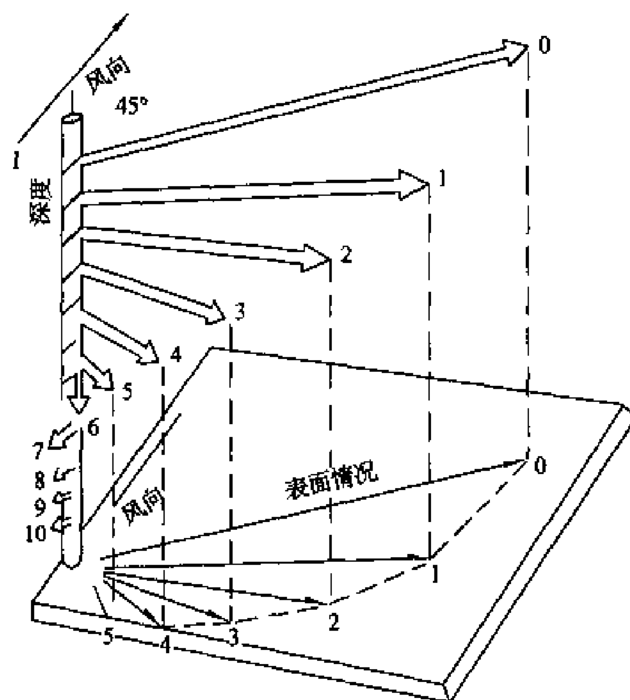


图 6.2-1 深海风海流立体结构模型

将(6.2-7)式对深度 z 从 0 到∞积分，得无限深海漂流的水平体积运输：

$$S_x = \int_0^\infty u\,\mathrm{d}z = \frac{\tau_y}{2\omega\sin\varphi\rho} = \frac{\tau_y}{f\rho}$$

$$S_y = \int_0^\infty v\,\mathrm{d}z = 0$$

可见,水平体积运输只存在于与风向垂直的方向上,北半球朝风向之右方输送,南半球朝风向的左方输送。现在设 $\tau_y = K\rho_a w^2$, K 是风应力, ρ_a 是空气密度。若取 $K = 2.5\times10^{-3}$, $\rho_a = 1.225\times10^{-3}$,同在北半球 35°处,风速与表层漂流之间的关系如列表 6.2-2 所示。

表 6.2-2 海表面漂流 w_0(cm/s)与风速 w (m/s)之间依存关系

w	1	2	3	5	10	15	20
w_0	0.34	1.32	2.95	8.26	33.6	74.4	132.4
w/w_0(%)	0.34	0.66	1.00	1.65	3.36	4.94	6.62

将漂流表达式(6.2-6)对 z 求导数,再乘以 $-\rho A_z$,得铅直湍流水平切应力表达式:

$$\tau'_z = -\rho A_z \frac{\partial W}{\partial z} = \tau_y \exp\left[-\frac{\pi}{D_0}z + i\left(\frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{D_0}z\right)\right]$$

其分量为

$$\begin{aligned} \tau'_{zx} &= \tau_y e^{-\frac{\pi}{D_0}z}\cos\left(\frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{D_0}z\right) \\ \tau'_{zy} &= \tau_y e^{-\frac{\pi}{D_0}z}\sin\left(\frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{D_0}z\right) \end{aligned} \tag{6.2-8}$$

(6.2-8)式说明了湍流切应力随深度变化的特性。在海面 $z=0$ 处, $\tau_0 = \tau_y$。于任意深度处,切应力的量值 $|\tau'_z| = \tau_y e^{-\frac{\pi}{D_0}z}$,表明其量值随深度以指数形式减小;由 $e^{i\left(\frac{\pi}{2}-\frac{\pi}{D_0}z\right)}$ 可以断定切应力的方向随深度的增加而向右偏。在 $z = D_0$ 处, $|\tau'_{D_0}| = \tau_y e^{-\pi} = 0.043|\tau'_0|$,切应力的方向与 x 轴成 $-90°$角,它正好与海面的风向相反。由此可见,无限深海的铅直湍流的水平切应力也构成一个与 Ekman 螺旋完全相似的螺旋,只不过两者方向相差 45°角。

在以风生海流为主的大洋和深海区域,实测流基本上符合以上所讨论的流动规律,特别是流偏角 α(表面漂流方向偏离风向之角)的符合程度很好。例如,在我国南海,根据大量实测资料统计结果发现,流偏角在 0°~45°之间的出现率最高。

由前面的讨论已经知道，无限深海的漂流流速在距海面深度为 D_0 之处已仅为海面流速的0.043了，因此漂流仅存在于深海大洋的薄薄的一上层中，此层称为Ekman边界层。过去曾把深度 D_0 叫做Ekman深度或Ekman摩擦深度，但现在根据1985年UNESCO的规定，Ekman深度定义为 $D_0 = \sqrt{\frac{A_z}{w\sin\varphi}}$，而不是 $D_0 = \pi\sqrt{\frac{A_z}{w\sin\varphi}}$，两者相差一个因子 π。

二、有限深海的漂流

(一) 方程的导出

当讨论有限深海的漂流时，除了需要引进一个深度有限的假定而外，其余的假定与无限深海的情形一样。描述有限深海漂流的运动方程和连续方程仍然为(6.1-1—6.1-3)式，即

$$\left.\begin{aligned} 0 &= fv + A_z\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \\ 0 &= -fu + A_z\frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \\ \frac{\partial u}{\partial x} &+ \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \end{aligned}\right\} \tag{6.2-9}$$

只是边界条件应改为

$$\left.\begin{aligned} &z = 0, \rho A_z\frac{\partial u}{\partial z} = 0, \rho A_z\frac{\partial v}{\partial z} = -\tau_y \\ &z = h, u = v = 0 \end{aligned}\right\} \tag{6.2-10}$$

作变量代换 $z = h-\xi$，于是运动方程和边界条件变为

$$\left.\begin{aligned} 0 &= fv + A_z\frac{\partial^2 u}{\partial \xi^2} \\ 0 &= -fu + A_z\frac{\partial^2 v}{\partial \xi^2} \end{aligned}\right\} \tag{6.2-11}$$

在海面 $\xi = h$ 处，　　$\rho A_z\frac{\partial u}{\partial \xi} = 0, \rho A_z\frac{\partial v}{\partial \xi} = \tau_y$

在海底 $\xi = 0$ 处，　　$u = v = 0$

类似于无限深海漂流求解时的情形，引进复数速度 $W = u + iv$，复数应力 $\tau = \tau_x + i\tau_y$，结果可得满足边界条件的解为

$$W = \frac{(1+i)\tau_y}{2\alpha A_z\rho}\frac{\mathrm{sh}(1+i)\alpha\xi}{\mathrm{ch}(1+i)\alpha h} \tag{6.2-12}$$

其分量形式为

$$\left.\begin{aligned} u &= A\,\mathrm{sh}\alpha\zeta\cos\alpha\xi - B\,\mathrm{ch}\alpha\zeta\sin\alpha\xi \\ v &= A\,\mathrm{ch}\alpha\zeta\sin\alpha\xi + B\,\mathrm{sh}\alpha\xi\cos\alpha\zeta \end{aligned}\right\} \tag{6.2-13}$$

式中，

$$A = \frac{\tau_y}{\alpha A_z\rho}\frac{\mathrm{ch}\alpha h\cos\alpha h + \mathrm{sh}\alpha h\sin\alpha h}{\mathrm{ch}2\alpha h + \cos 2\alpha h}$$

$$B = \frac{\tau_y}{\alpha A_z\rho}\frac{\mathrm{ch}\alpha h\cos\alpha h - \mathrm{sh}\alpha h\sin\alpha h}{\mathrm{ch}2\alpha h + \cos 2\alpha h}$$

(二) 讨论

下面对有限深漂流的解(6.2-12)式和(6.2-13)进行一些讨论。

在海面 $\xi = h$ 处，由(6.2-12)式和(6.2-13)式得

$$W_0 = \frac{(1+i)\tau_y}{2\alpha A_z\rho}\mathrm{th}(1+i)\alpha h \tag{6.2-14}$$

$$\left.\begin{aligned} u_0 &= \frac{\tau_y}{2\alpha A_z\rho}\frac{\mathrm{sh}2\alpha h - \sin 2\alpha h}{\mathrm{ch}2\alpha h + \cos 2\alpha h} \\ v_0 &= \frac{\tau_y}{2\alpha A_z\rho}\frac{\mathrm{sh}2\alpha h + \sin 2\alpha h}{\mathrm{ch}2\alpha h + \cos 2\alpha h} \end{aligned}\right\} \tag{6.2-15}$$

由(6.2-15)式得表面漂流流向与风向之间的夹角(表层流流偏角)为

$$\alpha_0 = \arctan\frac{u_0}{v_0} = \arctan\frac{\mathrm{sh}2\alpha h - \sin 2\alpha h}{\mathrm{sh}2\alpha h + \sin 2\alpha h} \tag{6.2-16}$$

按(6.2-15)式和(6.2-16)式，取不同海深 h 进行计算，求得表层流偏角 α_0 和表层流 $|W_0| = \sqrt{u_0^2 + v_0^2}$ 的关系；再求出 $|W_0|$ 与无限深海的表层漂流流速 $\tau_y/(\sqrt{2}\alpha A_z)$ 之比值 $r_0 = \left|W_0/\frac{\tau_y}{\sqrt{2}\alpha A_z}\right|$；然后将不同 h 情况下的 α_0 和 r_0 列制成表 6.2-3。由表可以看出，当相对水深 $h/D_0 \geqslant 2$ 时，表面漂流的大小和方向均与无限深海的表面漂流大小和方向一致；当相对水深 $h/D_0 < 2$ 时，表面漂流比值 r_0 在 1 左右变动，表面流偏角在 45°左右变动。特别是在相对水深 h/D_0 很小时，r_0 和 α_0 都很小。

表 6.2-3 不同海深 h 情况下表层流偏角 α_0(度)和比值 r_0

h/D_0	1/10	1/4	1/2	3/4	1	2	∞
α_0	3.7	21.5	45	45.5	45	45	45
r_0	0.602 7	1.090 4	1.094 8	1.000 2	0.996 3	1.000 0	1.000 0

直接从(6.2-12)式或(6.2-13)式可计算有限深海漂流大小和方向随深度的变化。图 6.2-2 表示出了相对水深 $h/D_0 = 0.1$、0.25、0.5 和 1.25 情况

下的 Ekman 螺线。可以看出,海水越浅,流速随深度增加而向右偏转的角度越小;在很浅的海洋里,漂流从表面到海底几乎都沿着风向流动;海水越深,漂流随深度增加所发生的变化就越接近无限深海漂流的情形。

将 $z=h-\xi$ 代入有限深海漂流公式(6.2-12)式得

$$W=\frac{(1+i)\tau_y}{2\alpha A_z\rho}\frac{\mathrm{sh}(1+i)\alpha(h-z)}{\mathrm{ch}(1+i)\alpha h}=$$

$$\frac{(1+i)\tau_y}{2\alpha A_z\rho}[\mathrm{th}(1+i)\alpha h\cdot\mathrm{ch}(1+i)\alpha z-$$

$$\mathrm{sh}(1+i)\alpha z]$$

当 $h\geqslant 2D_0$ 时,$\mathrm{th}(1+i)\alpha h\to 1$,于是有

$$W=\frac{(1+i)\tau_y}{2\alpha A_z\rho}[\mathrm{ch}(1+i)\alpha z-\mathrm{sh}(1+i)\alpha z]=$$

$$\frac{(1+i)\tau_y}{2\alpha A_z\rho}e^{-(1+i)\alpha z}=$$

$$\frac{\tau_y}{\sqrt{2}\alpha A_z\rho}e^{-\alpha z+i\left(\frac{\pi}{4}-\alpha z\right)}$$

显然,该式与无限深海漂流表达式(6.2-6)一致。

将有限深海漂流的水平流速(6.2-12)式对 ξ 从海底到海面积分得

$$S=\int_0^h W\mathrm{d}\xi=\frac{\tau_y}{2\alpha A_z}\left[\frac{\mathrm{ch}2\alpha h+\cos 2\alpha h-2\mathrm{ch}\alpha h\cos\alpha h}{\mathrm{ch}2\alpha h+\cos 2\alpha h}\right]+$$

$$i\,\frac{2\mathrm{sh}\alpha h\sin\alpha h}{\mathrm{ch}2\alpha h+\cos 2\alpha h}$$

其实部和虚部分别为

$$\left.\begin{aligned}S_x&=\frac{\tau_y}{2\alpha^2A_z\rho}\frac{\mathrm{ch}2\alpha h+\cos 2\alpha h-2\mathrm{ch}\alpha h\cos\alpha h}{\mathrm{ch}2\alpha h+\cos 2\alpha h}\\S_y&=\frac{\tau_y}{\alpha^2A_z\rho}\frac{\mathrm{sh}\alpha h\sin\alpha h}{\mathrm{ch}2\alpha h+\cos 2\alpha h}\end{aligned}\right\}\qquad(6.2\text{-}17)$$

由(6.2-17)式看出,有限深海漂流的体积输送与无限深海的不同,除了有 x 方向(即向风向的右方)的输送而外,还有沿 y 方向(沿风向)的输送。S_x 恒为正值,而 S_y 则有时为正,有时为负。当 $0<h\leqslant D_0$ 时,$\alpha h\leqslant\pi$,因此 $S_y\geqslant 0$;当 $D_0<h\leqslant 2D_0$ 时,$\pi<\alpha h\leqslant 2\pi$,因此 $S_y\leqslant 0$;当 $h\geqslant 2D_0$ 时,(6.2-17)式简化成

$$S_x = \frac{\tau_y}{2\alpha^2 A_z \rho} = \frac{\tau_y}{f\rho}, \; S_y = 0$$

与无际深海漂流的体积输送情形一样。

将(6.2-12)式对 z 求导并乘以 $(-\rho A_z)$ 便得到有限深海漂流的湍流应力表达式：

$$\tau'_z = -\rho A_z \frac{\partial W}{\partial z} = i\tau_y \frac{\text{ch}(1+i)\alpha\zeta}{\text{ch}(1+i)\alpha h}$$

分解为实部和虚部后得

$$\tau'_{zx} = A_1 \text{ch}\alpha\zeta\cos\alpha\zeta - B_1\text{sh}\alpha\sin\alpha\zeta$$

$$\tau'_{zy} = A_1 \text{sh}\alpha\zeta\sin\alpha\zeta + B_1\text{ch}\alpha\zeta\cos\alpha\zeta \tag{6.2-18}$$

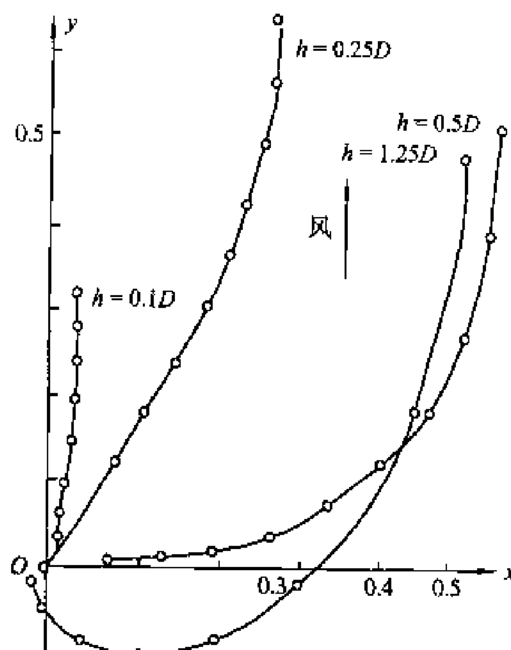


图 6.2-2　浅海风海流结构模型

其中，

$$A_1 = \frac{2\tau_y \text{sh}\alpha h\sin\alpha h}{\text{ch}2\alpha h + \cos 2\alpha h}$$

$$B_1 = \frac{2\tau_y \text{ch}\alpha h\cos\alpha h}{\text{ch}2\alpha h + \text{con}2\alpha h}$$

应力 τ'_z 与风向的夹角为

$$\beta = \arctan\frac{\tau'_{zx}}{\tau'_{zy}} \tag{6.2-19}$$

由(6.2-18)式和(6.2-19)式可以计算出应力大小和方向随深度的变化，即大小随深度增加而减小，其方向在北半球随深度增加也是逐渐向右偏。

第三节　惯性流

当风吹起海流之后，即使风力突然停止，或海水流出风区后海水运动并不立即停止。当风停止之后，继续运动的海流习惯称之为惯性流。

在深海大洋中，我们认为摩擦力很小，水质点运动成圆圈状，这时做圆运动的向心力与科氏力达到平衡，对于质量为 m 的水块，做半径为 r 的圆运动，切向流速 V，其运动方程推导如下：

$$\text{向心力} = \frac{mV^2}{r} \tag{6.3-1}$$

$$\text{科氏力} = mfV \tag{6.3-2}$$

(6.3-1)(6.3-2)式相等,故

$$\frac{V}{r}=f$$

如果运动是小尺度的,运动范围没有引起纬度显著变化,即纬度为常量,那么速度就是定常的做半径为 r 的圆运动。

惯性流完成一个圆周之后的时间,即运动周期 $T=\frac{2\pi r}{V}=\frac{2\pi}{f}$。它表明在理想情况下,周期仅依赖纬度。例如,在纬度45°地方,T 大约17 h。在赤道上,它变成无穷。惯性流在许多海区可以被观测到。如图6.3-1、6.3-2所示。

图6.3-2中给出的是总的流的运动。水体既有旋转又向NNW方前进。图中箭头表示运动方向;和轨迹相垂直的短线,表示12 h时间间隔。

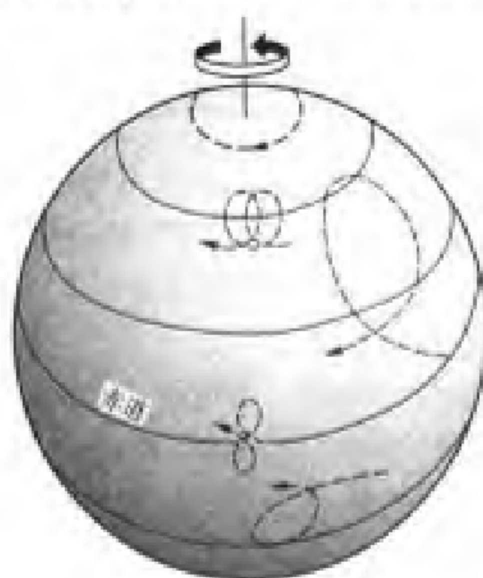


图6.3-1 惯性流各种可能路径

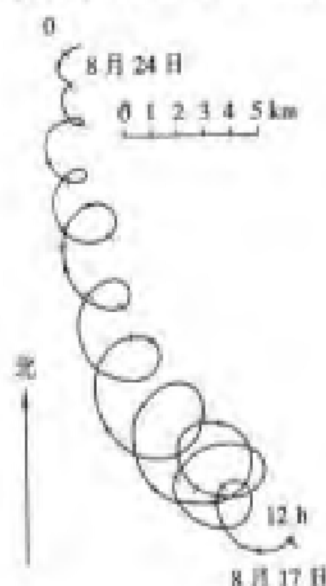


图6.3-2 在波罗的海观测的惯性流动
(Gustafson and Kullenberg, 1936)

第四节 赤道流与厄尔尼诺

一、赤道流系及平均位置

赤道海区夹在南北回归线之间,由于地理纬度的动力学特殊性,形成很复杂的流场特征。这里,东、西方向流动的海流相互交错,流速不等,宽度不一。这些海流归纳起来称为赤道流系。

图6.4-1(a)中给出风向、表面流和风应力作用层中 Ekman 输送(短粗箭头)示意图。白色粗箭头表示风向,黑色细箭头表示表面流,黑色粗箭头表示 Ekman 输送。从图6.4-1中可以看出如下特征:

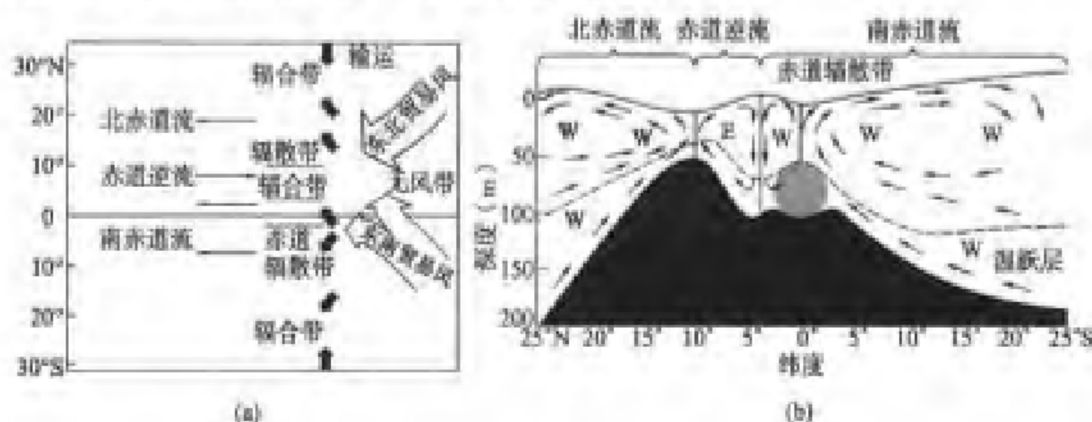


图 6.4-1 (a) 表示风向、表面流和 Ekman 输送之间的关系
(b) 表示赤道区沿经度方向海流的断面结构(Dietrich 等, 1980)

海流并不是以赤道作为分界呈对称分布。因受陆地影响,东南贸易风跨过赤道吹,所以海水也跨过赤道流向西北,于是形成辐合带。夏季显著偏北,而冬季稍向赤道南方移动。所以平均起来,赤道辐合带位置在赤道以北 4° N 处,太平洋最明显。

在 10° N 附近形成辐散带,这是东北贸易风引起的。辐散带的北面是一支向西的北赤道流,与亚热带信风流区没有明显分界。风应力层中 Ekman 输送在赤道以北向风向之右,正因如此,才出现辐散带。

4° N~10° N 之间,也就是一般所说的"热赤道",出现水自西向东流动的流,因为与赤道流方向相反,故叫北赤道逆流。流速一般在 40~60 cm/s 左右,最大流速可达 150 cm/s(表 6.4-1)。各大洋赤道逆流不尽相同,但已证实是赤道流系的普遍现象。在太平洋和大西洋,最近都发现有一支"南赤道逆流"存在于 7° S—12° S,与北赤道逆流大致对称,但不如后者完善和强大。

南赤道流是跨赤道的,赤道以北部分,Ekman 输送向北,赤道以南部分,Ekman 输送向南,因此在 0°附近形成辐散带。

表 6.4-1 太平洋表层赤道流系中流的位置、流速(m/s)和流量(10^6 m^3/s)

海流名称	位置范围	流 速	体积流量
北赤道流	10° N~25° N	0.20~0.30	45
北赤道逆流	4° N~10° N	0.15~0.60	45
南赤道流	20° S~4° N	0.40~0.60	50
南赤道逆流	7° S~12° S	0.15~0.30	10

二、赤道流垂直循环

图 6.4-1(b)中给出温跃层上面沿子午线方向垂直环流。在这一层中密度有水平方向变化,等压面与等密度面平行,并且都平行于海面,即温跃层上面是正压的;而温跃层下面是属于斜压流场。

图中 E、W 分别表示向东流和向西流。深色阴影区是温跃层下面深层水(这个区域认为地转流不存在);圆形淡阴影区,是赤道潜流区,大约位于赤道下 100 m 附近,约有 200~300 km 宽、100~200 m 厚。

三、北赤道逆流的形成机制

赤道逆流,它的形成机制可以这样分析:

南、北半球贸易风将海水吹向西,在西部陆地处受阻、堆积,海面出现西高东低的现象,引起指向东的水平压强梯度力,由于赤道无风带风力很弱,所以,东向压强梯度力可以将水沿着赤道无风带向东输送,而不受表面风海流阻碍。其大致位置在 4° N~10° N。

赤道逆流虽靠近赤道,但是科氏力不能忽略。赤道逆流右面水向 4° N 辐合,加强这个辐合带;赤道逆流左面水也向南输送,加强了 10° N 辐散带。而跨赤道逆流的断面上,海面从 10° N 向 4° N 抬升,压强梯度力向北,从而维持东向地转流。

北赤道逆流在太平洋得到充分发展,在大西洋中仅在东部明显,称为圭亚那海流。

四、赤道潜流形成机制

赤道潜流出现于所有三个跨越赤道的大洋中,在印度洋还有季节变化。

在赤道区域风混合层很浅,图 6.4-1 中只有 50~100 m 左右。因为这里表

层加热显著，降水强烈，密度强烈层化，高纬度由于表层变冷可产生强烈对流混和，而赤道附近这种冷却对流基本不存在。

赤道贸易风将水在大洋西岸堆积，海面西高东低，这时温跃层也发生相应调整：西低东高，由于混和层加厚并且超过风应力作用深度，所以向东流的流上部受风阻碍，下部则可畅通无阻(图 6.4-2)，形成温跃层中的流。潜流最强的是在太平洋。1886 年已经有人提出它的存在，直到 1951 年才被 T. Cromwell 用观测证实，因此又称为 Cromwell 海流。

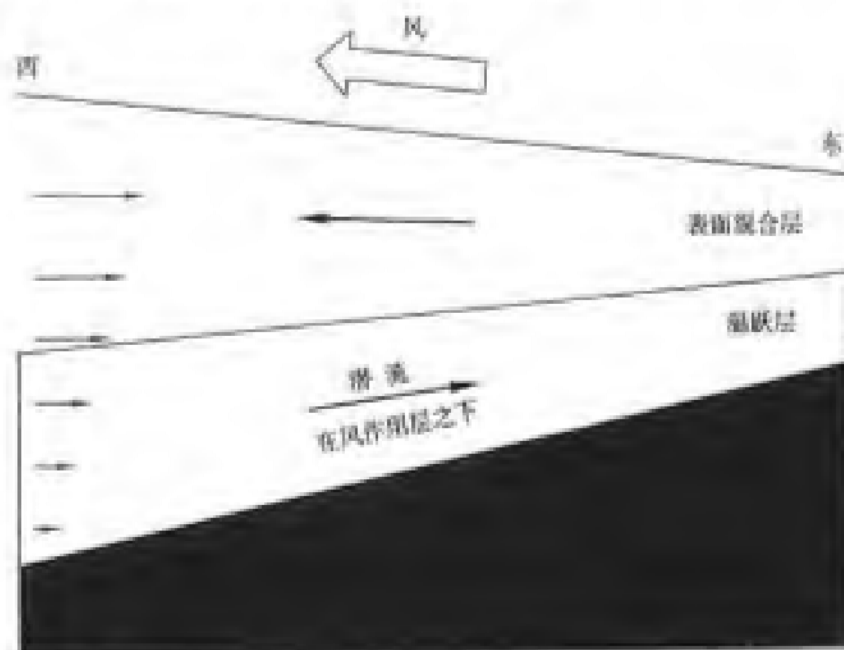


图 6.4-2　平行赤道横截面上分层结构和海面倾斜

图 6.4-2 中左面细箭头表示压强梯度力大小，中间两个长粗箭头表示流运动方向。由图可见，越向东，越接近表层(下面上升流作用)，流速可达 1.0 ~1.5 m/s。但是，Cromwell 流的贡献不是速度而是体积输送，流的宽度是它厚度的 1 500 倍。

现在观测表明，Cromwell 流的平均体积输送是 $40 \times 10^6\ m^3/s$，即 40 Sv。但是它有很大的季节变化(表 6.4-2)。

大西洋赤道潜流通量只有太平洋的 1/3。最初是 1886 年由 W. Buchanan 发现(他早期曾是有名的“挑战者号”调查船上的科学家)，但是被人忘掉。后来，前苏联的调查船 1959 年再次发现，并命名为罗蒙诺索夫海流。科学家早已知道太平洋赤道潜流，经推测大西洋理应存在，否则太平洋的 Cromwell 海流就具有特殊性。如果大西洋也存在，那么潜流就是赤道环流的最基本景观。

对赤道潜流生成机制还有一些其他解释:有一种认为,赤道两边都是地转流,水平压强梯度力都是指向赤道,因此,赤道水只能从下面走。

然而,赤道潜流流轴不总是在赤道下方,它的核心有时离开赤道 100 km,它可能是风系变化引起的,也可能由于赤道附近岛屿引起。由于潜流向东,它离开赤道之后,科氏力总是强迫它再回到赤道处。

表 6.4-2 太平洋赤道潜流的流速和流量

断面位置	观测时间	流速(m/s)	体积流量(Sv)	计算者
140° E	1965.12	0.40		Корт, В. Г, 1966
160° E	1979.1	0.66	20	马成,陈先芬,1981
	1979.4	0.77	17	
165° E	1979.2	0.40	24	
	1979.4	0.70	20	
170° E	1967.3	0.50	20	Hisard, P 等 1967, 1969
	1967.4	0.40	15	
	1967.6	0.70	40	
	1967.7	0.90	55	
	1967.8	0.60	25	
150° W	1971.4	1.62	40	Taft, B. A 等, 1974
140° - 90° W	1971	1.0~1.5	39	Корт, В. Г, 1971

五、厄尔尼诺现象

在太平洋沿岸的秘鲁和厄瓜多尔沿海,在圣诞节前后,发生海水异常回暖现象,当地人称之为厄尔尼诺。现代研究发现,厄尔尼诺不是局部海洋现象的异常,其影响也不限于太平洋东部,而是可以波及全球,造成世界性的天气异常。因此,现在科学家所谓的厄尔尼诺,其涵义已大大超出了传统的观念。人们不再简单的把它看成一种流,而是作为一种大规模的海洋和大气相互作用的现象来研究。厄尔尼诺是海洋—大气系统受到扰动的结果,每 2~10 年出现一次,位于太平洋近赤道区域。但是现在还不知它是起源于大气还是起源于海洋。

我们知道,南赤道太平洋盛行风是东南贸易风。贸易风强度决定海面大气压力差,高压位于东南太平洋,低压位于印度尼西亚(图 6.4-3)。图中(a)

是南太平洋高压和印度尼西亚低压的位置;(b)是高低压之间的大气环流。高压区冷干气流下降,低压区暖湿气流上升,产生强烈降水。在厄尔尼诺期间,印度尼西亚低压变弱(即压力升高),并向东移;南太平洋高压也变弱(即压力降低),海面倾斜减少,温跃层变得近乎水平,促使温暖的上层混和水沿赤道向东运动(图 6.4-4)。在西太平洋贸易风变弱是突然发生的,随之而来是大洋上层温跃层突然变弱,海面突然上升,于是沿着赤道产生一个脉冲(L.Kelvin)或若干脉冲向东传播,到了东边界分成向北和向南的近岸 Kelvin 波,以及一部分反射成 Rossby 波。

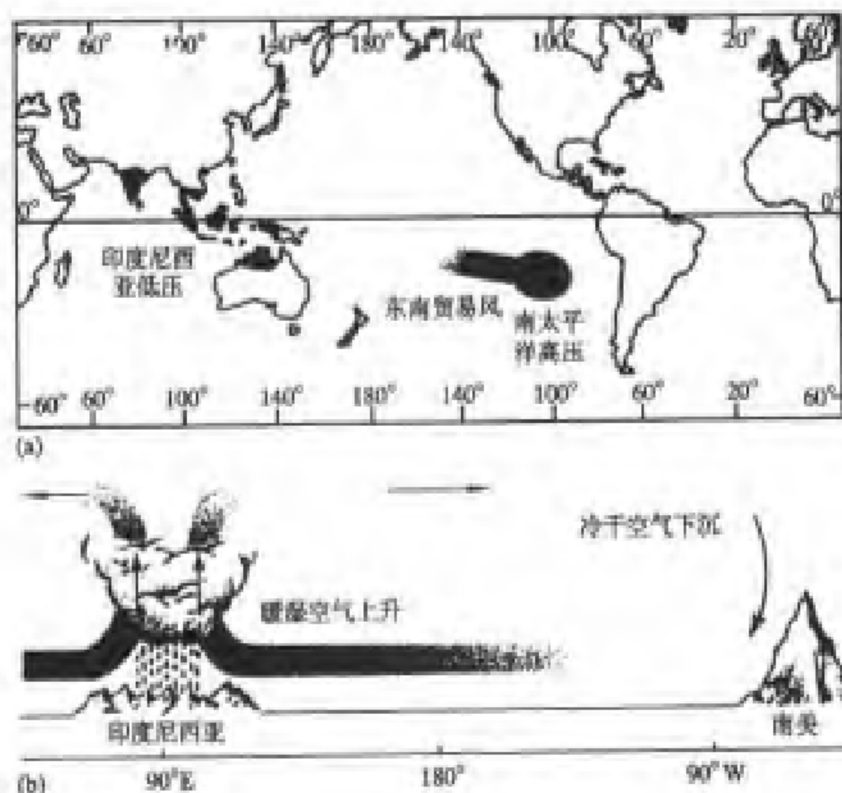


图 6.4-3 南太平洋高压和低压的位置

图 6.4-4 中,(a)是正常年份,Ⅰ区表示海面高温区,温度大约 28℃,Ⅱ区表示正常干旱区;(b)是厄尔尼诺期间 28℃ 高温区沿赤道向东延伸,干旱区消失。

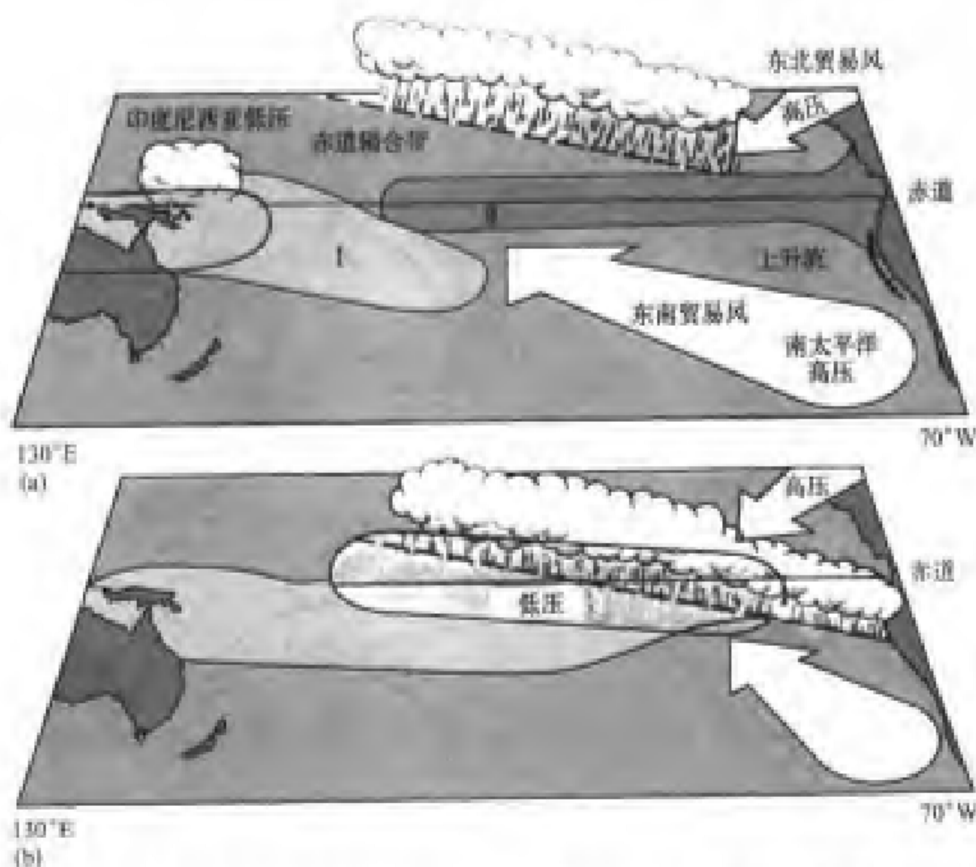


图 6.4-4 正常年份(a)和厄尔尼诺发生期间(b)近赤道区高低压配置

第五节 季风环流

季风采用阿拉伯语,意思是"风随季节而变"。最明显的就是发生在印度洋的季风。

一、印度洋上的季风

在北半球冬天,南亚上空是冷而密的空气,因而,陆地气压高于大洋上,这就导致北或东北风吹向大洋,这个气流叫东北季风。在跨过赤道之后,受科氏力影响,气流左转,与东南贸易风在 10－20° S 处辐合。

在北半球夏天,亚洲大陆低气压发展,从 5－6 月直到九月,南或西南风盛行,季风的变化也显示在印度洋赤道辐合带(ITCZ)的变化上:1 月它在 20° S,7 月它到了 25° N。

不同季风也带来不同天气形势:1－2 月,东北季风从亚洲大陆带着干冷空气到大洋上;5－6 月西南季风,越过阿拉伯海,带着湿润空气到印度,造成

猛烈季风雨。

特别有趣的是西南季风来自大洋西边界，有点像大洋西边界流。

(a)

(b)

图 6.5-1　不同季节北印度洋流系的变化((a) 为冬季，(b) 为夏季)

(A. H. Perry and J. M. Walker, 1977)

二、印度洋环流

北印度洋流系也是随季节变化的。冬天，环流和其他两个大洋相似，南北赤道流都出现，还有赤道逆流[图6.5-1(a)]。夏天，北赤道流反向，与赤道逆流合并成西南季风流[图6.5-1(b)]。南赤道流一直存在但不如东北季风期间强盛。

最大变化在于非洲东岸索马里海流反向，好几世纪以前，人们都知道这个特点。在西南季风期间，表面流速最大可达 3.7 m/s，200 m 以上输送水量为 $60\times10^6\ m^3/s$，并出现强上升流。索马里和阿拉伯上升流是印度洋的一个重要特征。

第六节 大洋环流中长波的作用

我们已经看到贸易风的应力——特别是东南贸易风——可以超过赤道大洋引起海面西高东低，温跃层向下的倾斜。那么，海面的倾斜和温跃层的倾斜对风的季节变化响应有多快呢？

以大西洋为例，东南贸易风最弱季节是 3～4 月，最强是在 8～9 月，图6.6-1给出海面倾斜和温跃层深度沿赤道大西洋的全年变化。

图 6.6-1 中，(a)是沿赤道大西洋海面的高度的季节变化；(b)是 23℃ 等温线所在深度沿赤道大西洋变化。

从图中对比，我们感兴趣的不是海面高度与温跃层深度的反相关关系，面是大西洋水对上覆风场变化的快速反应。

这种快速反应不能简单地用水体沿赤道方向向西传输并在西边界堆积的理论来分析：上层大洋作为一个整体必须以某种方法对风场变化做出调整，同时要调整到大洋西边界这样一个现实。换句话说，大洋中间和东部海水必须能“感知”到西边界，如通过脉冲或波，传递来一个边界存在的信息。

这些波作为扰动不仅促使大洋中水响应海岸的存在，面且能将大洋一个区域的风场变化向另一个区域传送。这种传送速度要比风海流传送快得多。例如，印度洋西部索马里海流在东北贸易风期间是速度很快的西南流，但是很难想像几个月之后它就完全反向流动。因此，最理想的“开关”认为是：西边界上层大洋能“感知”中部区域风的影响，并且被局地风场所驱动。

大洋中有许多波，和风浪类似出现在大洋表面。其中水质点在重力作用下，上下来回运动。其波长从几十到几千公里；周期从几天到几个月，甚至几年；垂直移动从几个厘米到几十米。在第一种情况下，垂直密度分布不受波通过影响，等压面与等密度面平行，这种波叫正压波，我们则称为“表面波”，虽然

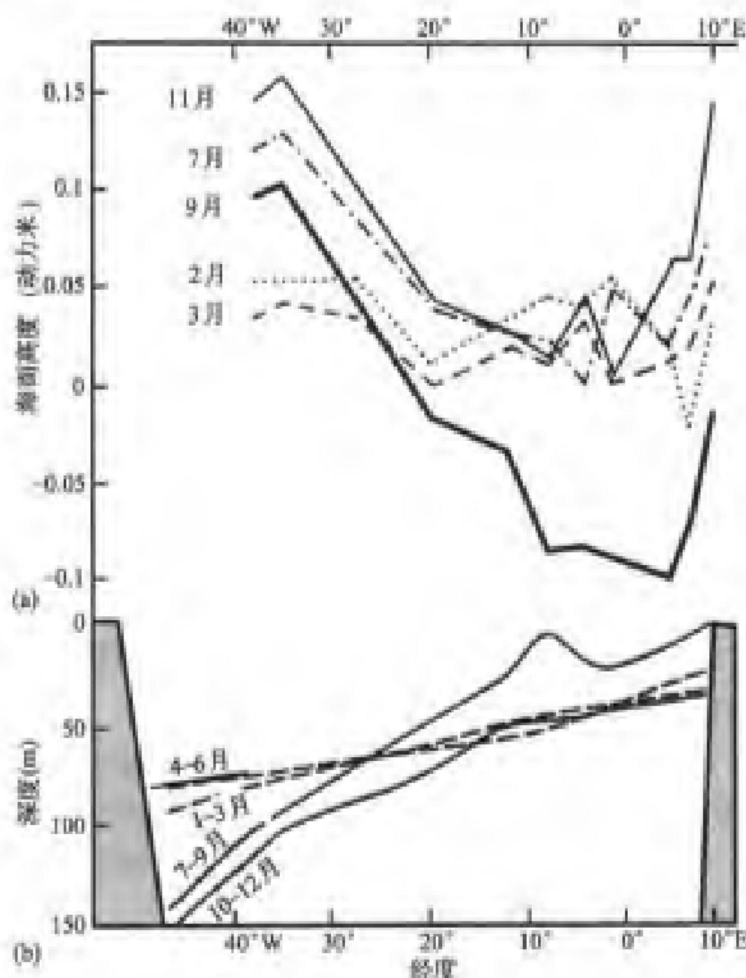


图 6.6-1　沿赤道大西洋海面倾斜(a)和 23℃ 等温线深度(b)的全年变化(J. Merle, 1980)

它们运动可以影响很大深度(波长超过大洋深度);在第二种情况下,垂直密度分布受波传输影响,密度面与等压面斜交,这种波叫"斜压波"。斜压波振幅比表面波大得多(图 6.6-2)。

由于这些扰动具有很长波长和周期,所以受到科氏力作用,其结果,运动在水平和垂直方向都发生。其中,Kelvin 波和 Rossby 波是非常重要的波。

一、大洋波导和开尔文(Kelvin)波

波导是指波只能在里面传播,若波想超过界面则受到折射或反射,如光纤和同轴电缆等。

(一) 向极运动的水体波导和 Kelvin 波

北半球向北运动的一个水体,其右面是海岸,水体受科氏力作用,在海岸

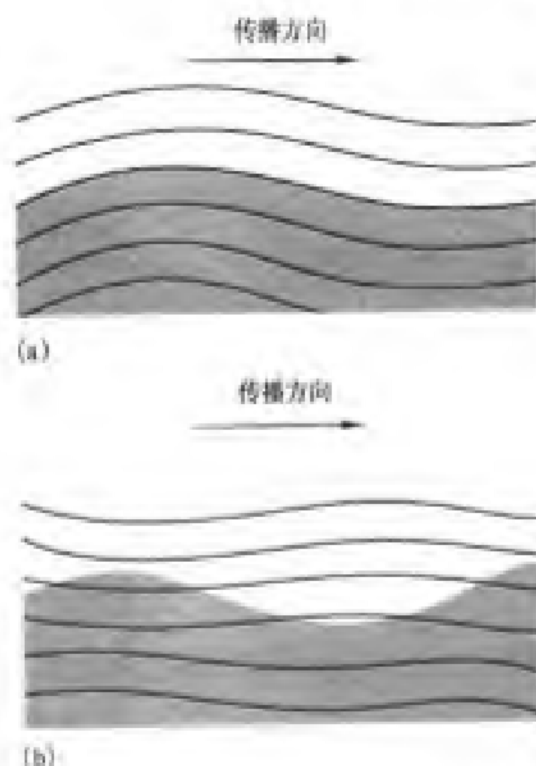


图 6.6-2 "表面"长波和温跃层中长波的传播
(a) 正压波 (b)斜压波

堆积形成压强梯度力，与科氏力平衡使海水稳定地向北运动，这就是地转流。海岸可以看成 Kelvin 波的一种波导，Kelvin 波传导必要条件是压强梯度力和科氏力平衡。Kelvin波和风浪有些相似，主要支持力是重力。但是水质点垂直运动靠近海岸大，离开海岸以指数形式降低。所以水平压强梯度力也是离开海岸以指数形式降低，并时刻与科氏力平衡。Kelvin 波也是岸边的一种"陷波"，因为离岸一定距离之后，Kelvin 波振幅将小到不易察觉，这个从海岸到不易察觉的距离是用 C.G.Rossby 变形半径(L)来表征的(图 6.6-3)。$L=\frac{c}{f}$，f 是科氏参量，c 是波速。对于表面波，c 量级是 200 m/s。对于斜压波，c 是 0.5~3 m/s。在中纬度地区，斜压 Kelvin 波的 Rossby 变形半径 $L=25$ km。在低纬度海区，由于 f 很小，Rossby 变形半径很大，因而沿岸 Kelvin 波不叫陷波，只有在中纬度才叫陷波。Rossby 变形半径不是 Kelvin 波惟一标准，一般是 Kelvin 波以波速 c、在时间 $\frac{1}{f}$ 内移动的距离来表征。也是在科氏力发挥显著作用之前，一个波可能运行的距离。

在赤道上 $f=0$，在极地 f 变为最大，所以，Rossby 变形半径从无穷大变得



图 6.6-3　Kelvin 波中的 Rossby 变形半径

最小。

几乎海边每一个人对 Kelvin 波都是熟悉的，水位的一天两次升降就是海岸 Kelvin 波一种形式，在北半球，以无潮点为中心逆时针旋转，在南半球则是顺时针旋转。

(二) 赤道波导与 Kelvin 波

在赤道上，$f=0$，实际也存在一个波导现象，像是有两个"海岸"夹起 Kelvin 波。向东传播的 Kelvin 波若向北偏，科氏力立即拉它向南；Kelvin 波若向南偏，则科氏力又将它向北拉。Kelvin 波只能在赤道上行进。表面赤道 Kelvin 波传播速度很快，大约 200 m/s，Rossby 变形半径可达 200 km，所以很难说是陷波。但是，在温跃层中，传播速度很慢，$c=0.5\sim3$ m/s，Rossby 变形半径大约是 1 000～2 500 m。

在温跃层中 Kelvin 波可能具有非常有趣的效应，特别是在低纬度区域，那里混和表层很薄，它们可能因上面风场的突然变化而产生。这个扰动又叫双 Kelvin 波，到东岸后分开成两个岸形 Kelvin 波，离开赤道向北、向南传播。在扰动区，温跃层向上鼓起，更冷的深水靠近表面(图 6.6-4)。

等值线上数字是温跃层的深度降低(以 m 为单位)。三张图时间间隔都是 1 个月。

图 6.6-4(c)中，Kelvin 波已经分裂成两个向极沿岸 Kelvin 波，海岸增强了这种扰动。Kelvin 波一部分反射成 Rossby 波。圆圈等值线标示两个涡在赤道两边，北边是顺时针，南边是逆时针，形成区域性高压。

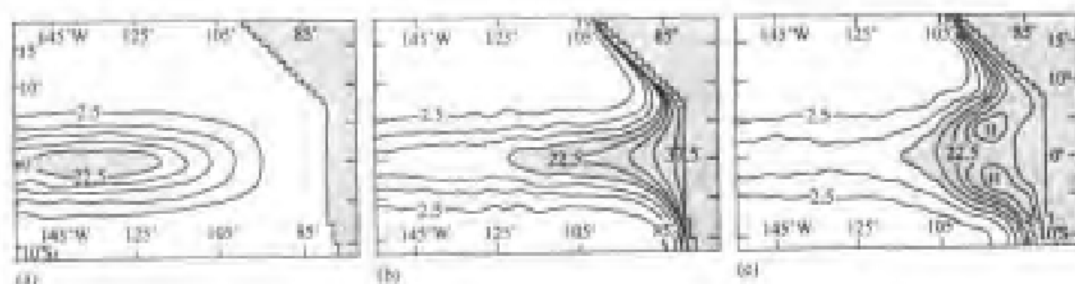


图 6.6-4 计算机模拟的中太平洋到南美海岸的赤道 Kelvin 波

二、罗斯贝(Rossby)波

Rossby 波既可沿赤道传播，也可沿其他纬度传播。它的产生来自涡度守恒原理。假定在北半球纬度为 φ 处有一块水体最初没有相对涡度，即相对地球没有旋转运动也没有流切变。如果水体向极运动，这时行星涡度 f 就增加了。由于势位涡 $\left(\frac{f+\zeta}{D}\right)$ 必须守恒，这时水体产生一个顺时针旋转，ζ 为负值，以补偿 f 的增量，如图 6.6-5(a)所示；如果水体从起始纬度向南运动，f 减少，那么水体就必须产生反时针旋转，ζ 为正，以补偿 f 的减少，如图 6.6-5(b)所示。水体以起始位置前后摆动，并向西传播，这就是 Rossby 波或行星波。

大洋中这种扰动尺度大约为几百公里，大气中可达 5 000～20 000 km，大气中西风急流就是 Rossby 波。

Rossby 波总是相对气流向西传播，即使流向东传播，在西风急流中也是如此。然而在大气中流速可以达到 100 m/s，Rossby 波向西传播速度小于气流速度，这样看起来，Rossby 波也相对地球向东运动，然而，相对气流它仍然是向西的。如果气流向东运动速度等于 Rossby 波形向西运动速度，那么静态 Rossby 波形成。大洋中向东流速没有超过每秒几米的速度，因而 Rossby 波相对地球总是向西传播的。

在中高纬度，风应力变化的信息是通过 Rossby 波向西传播的；在赤道则是通过西向 Rossby 波和东向 Kelvin 波传送风场变化信息的。

大洋 Rossby 波也有行波和驻波之分，行波类似于大气环流天气系统的振荡过程，形成一种变化和传递的周期性流动状态，驻波则体现海流的弯曲。Rossby 波时间尺度很长，流动范围甚广，在一段时间内，比其他种波动体现更强的流动性，可以作为大洋海流非周期特性的恰当描述。从物理角度看，Rossby 波和大尺度洋流一样是准地转平衡状态下的运动，也是大洋环流内容

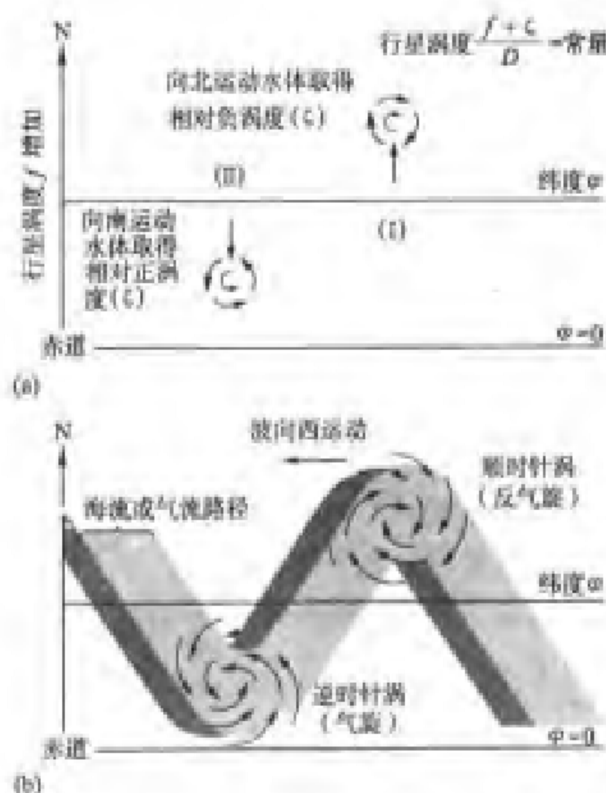


图 6.6-5 Rossby 波生成机制示意图

的一部分。

由于赤道存在波导，上层海洋能够更快地响应风场的变化(比远离赤道区)，这部分是因为，赤道波导既支持 Rossby 波又支持 Kelvin 波，另一些原因是 Rossby 波在赤道传播更快。例如，在赤道上 Rossby 波可以用 3 个月跨越太平洋，然而在 30° N 或 30° S 处需要 10 年才能跨过太平洋。

印度洋的赤道波导也能更快响应那里风向的变化。当印度洋季风从西风变成北风或东北风时，这时上层大洋也能够"重新安排"。不到 1 周时间，海面向西倾斜变成向东倾斜。离开赤道波导，Rossby 波要用 5 年时间才能调整过来。

三、其他赤道陷波

赤道陷波的理论，早在 20 多年前就已经提出来(Matsuno, 1966; Moore, 1968; Lighthill, 1969)，到现在为止，由于低纬度环流研究大量增加，所以可以比较清楚地知道，在外力作用下，赤道波在调整海洋水团和流速场结构中起重大作用(Moore and Philander, 1977; Cane, Sarachik 1981; Knox 1976; Eriksen

1980)。

除去赤道 Kelvin 波具有被赤道拦截性之外，还有其他一些赤道陷波，这些波也被陷在近赤道区域之内。下面用简单公式给予说明。

(一) 赤道 β 平面海流运动线性方程

$$\frac{\partial u}{\partial t} - \beta y v = -g\frac{\partial \eta}{\partial x} \tag{6.6-1}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \beta y u = -g\frac{\partial \eta}{\partial y} \tag{6.6-2}$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial (hu)}{\partial x} + \frac{\partial (hv)}{\partial y} = 0 \tag{6.6-3}$$

令

$$\zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \tag{6.6-4}$$

由此可得

$$\frac{\partial}{\partial t}(\zeta - f\eta/h) + \beta v = 0 \tag{6.6-5}$$

坐标原点位于赤道，x 轴向东，y 轴向北，u，v 为相应于 x，y 方向的流速，h 为从海面到某一水层的深度。η 为海平面高度，ζ 为流速涡度，f 为科氏参量，β 为 f 在经向方向的变化：

$$f = \beta y,\ \beta = 2\Omega / r = 2.3 \times 10^{-11}\ \mathrm{m^{-1} \cdot s^{-1}}$$

将(6.6-1)式对时间求一阶导数，(6.6-2)式对时间求二阶导数，(6.6-3)式对 y，t 各求一阶导数，(6.6-5)对 x 求一阶导数，然后消 η，u 项，可得

$$\frac{\partial}{\partial t}\left[\frac{1}{c^2}\left(\frac{\partial^2 v}{\partial t^2} + f^2 u\right) - \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2}\right)\right] - \beta\frac{\partial v}{\partial x} = 0 \tag{6.6-6}$$

式中，$c = \sqrt{gh}$，为重力波速，从(6.6-6)式可以看出，归根到底是求

$$v = \varphi(y)\exp(ikx - i\omega t) \tag{6.6-7}$$

这种波型之解，式中 k 为 x 方向波数，ω 为波随时间变化频率，将(6.6-7)代入(6.6-6)式，求得

$$\frac{d^2\varphi}{dy^2} + \left(\frac{\omega^2}{c^2} - k^2 - \frac{\beta k}{\omega} - \frac{\beta^2 y^2}{c^2}\right)\varphi = 0 \tag{6.6-8}$$

当 $y = \pm\infty$，$\varphi \to 0$，上式可求得

$$v = 2^{-n/2}H_n[(\beta/c)^{1/2}y]\exp(-\beta y^2/2c)\cos(kx - \omega t) \tag{6.6-9}$$

式中，H_n 为 n 级 Hermite 多项式

$$H_j(\zeta) = (-1)^j\exp(\zeta^2)\frac{d^j}{d\zeta^j}(\exp(-\zeta^2)) \tag{6.6-10}$$

其前 6 个多项式是

$$H_0=1,\ H_1=2\zeta$$
$$H_2=4\zeta^2-2,\ H_3=8\zeta^3-12\zeta$$
$$H_4=16\zeta^4-48\zeta^2+12$$
$$H_5=32\zeta^5-160\zeta^3+120\zeta$$

(6.6-8)式的相应频散关系：

$$\left(\frac{\omega}{c}\right)^2-k^2-\beta k/\omega=(2n+1)\beta/c \qquad (6.6\text{-}11)$$

对于高频波 $\beta k/\omega$ 很小，可从(6.6-11)式略去，于是

$$\omega^2\approx(2n+1)\beta c+k^2c^2 \qquad (6.6\text{-}12)$$

这些高频波的频率与 poincare′波具有相似关系，故称为赤道重力陷波，或者叫赤道 poincare′陷波。

在(6.6-12)式中，如果只讨论那些长的 poincare′波，即 k 很小，于是利用

$$\omega\approx(2n+1)\beta c \qquad (6.6\text{-}13)$$

(Wunsch and Gill, (1976)给定第一个斜压模式的重力波波速 $c=2.8\ \mathrm{m\cdot s^{-1}}$，从而得出

$$n=1,\ T=5\frac{1}{2}\mathrm{d};\ n=2,\ T=4\mathrm{d};\ n=4,\ T=3\mathrm{d}$$

在这次西太平洋暖池区强化观测期间，中国科学院"科学 1 号"考察船，位于 4° S，156° E 处，对表层流进行长达 3 个月的观测。其东分量和北分量的能谱密度绘于图6.6-6中。

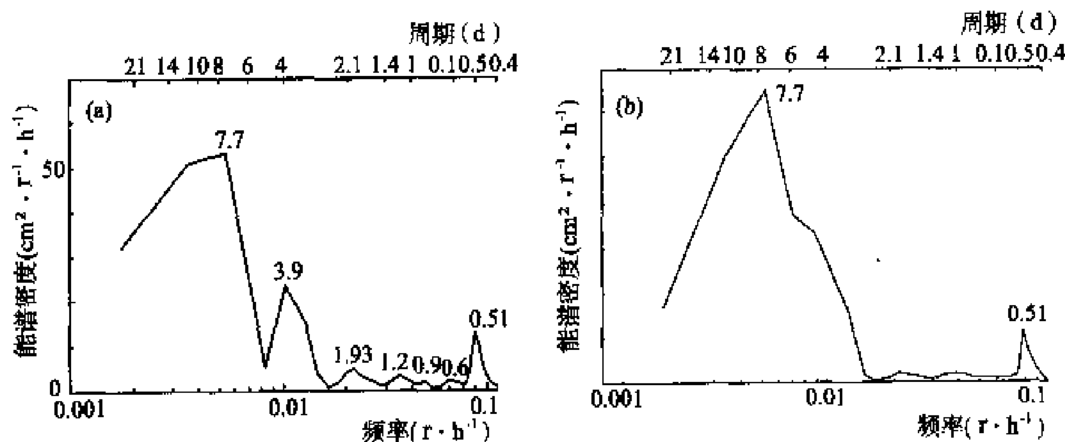


图 6.6-6 流速能谱密度(侍茂崇，1992)

(a) 东分量流速能谱密度 (b) 北分量流速能量密度

由图 6.6-6(a)的东分量谱图中可以看出，其突出的峰值有 0.51 d，3.9 d 和 7.7 d。0.51 d 是半日潮周期，即 12 h 25 min 的周期，恰为月亮绕地运行日周期的二分之一；3.9 d 周期恰与赤道重力陷波 $n=2$ 相对应，这是南纬 3°～4°范围内一个重要波动。图 6.6-6(b)是海流北分量的能谱密度分布，它与图 6.6-6(a)类似，但是，4 d 的峰值不明显。Wunsch and Gill 分析了"Ocean 1"(1° S，170° E)和"Canton"(3° S，172° W)两站的海平面变化谱得出，"Ocean 1"站，显著的谱峰值位于 3.0 d、3.94 d、5.36 d，即第一模式的重力波 $n=1$、$n=2$、$n=4$ 相应的周期处，但是，随着站位向南移动，即到了"Canton"站，只有 3.97 d(≈4 d)的峰值最为显著(图 6.6-7)，而 5 d 周期几乎消失。更进一步研究指出，在太平洋赤道区域，5 d 的周期是随纬度变化的函数，在南纬 4°附近，5 d 周期完全消失。从这里向南或北，5 d 周期能谱密度又迅速增加，4° S、4° N是重要转折纬度，而我们观测站点恰位于 4° S 处，因此，在海流的能谱密度图上看不出 5 d 的能谱周期是完全正常的。由于周期为 4 d 的重力波的影响，使这里海流方向产生东西方向交替变化(图6.6-8)，如果没有重力陷波的分析，人们将很难理解海流这种运动规律。

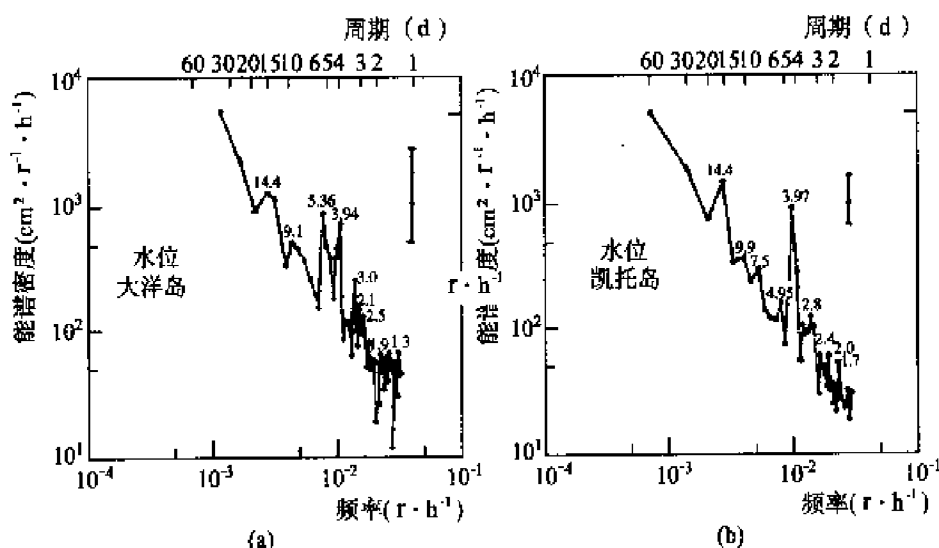


图 6.6-7　(a) 大洋岛 1(Ocean 1，1° S，170° E)的水位谱
(b) 凯托岛 1(Canton 1，3° S，172° W)的水位谱
根据(Wunsch and Gill，1979)

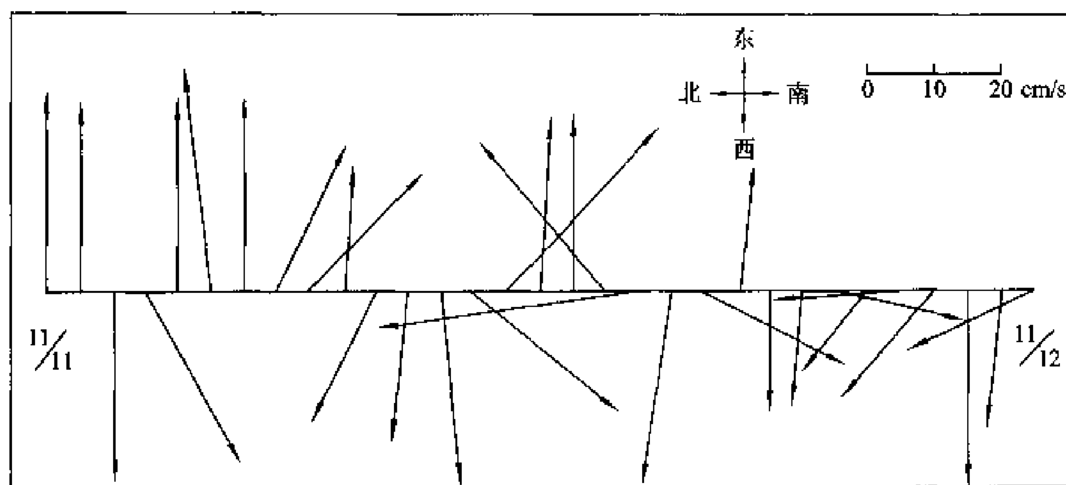


图 6.6-8 表面流矢量图(侍茂崇,1992)

特别要指出的是 29 d 的流速平均值(X_E, X_N)和均方差值 (σ_E, σ_N)东分量和北分量基本近似:

$$X_E = -0.1 \quad \sigma_E = 16.8 \quad V = 1.4\ \text{cm/s}$$

$$X_N = -1.4 \quad \sigma_N = 15.7 \quad \varphi = 184°$$

即在无风或小风天气这个区域流速较弱,合成流速仅为 1.4 cm/s,流向为 184°角。

尽管这里处于南赤道流的南缘,但是,总平均流速很小的结果却是令人十分感兴趣的,这说明在无风、小风天气沿赤道方向的平流输送是非常弱的。平流输送方向向南偏西,它与新爱尔兰岛的位置和走向有密切关系,在非西风暴发天气条件下,南纬 4°处有一部分水体,受到新尔兰岛阻碍折转向南穿过爱尔兰岛与布干维尔岛之间水道向南输送。

第七节 流的西向强化问题

副热带环流与上覆的反气旋风系有关,但是大气中心与环流中心不一致,大气中心向大洋东边界移动,而环流中心向大洋西边界移动,特别是北半球更是如此。西边界流快、深而狭窄,东边界流慢、又宽又乱,西边界流在太平洋的叫黑潮,在大西洋叫湾流。其典型宽度 100 km,表面速度2 m/s。但是,加利福尼亚流和加那利流宽 1 000 km,表面速度小于 0.25 m/s,南大洋差别不明显。可能是受南极绕极流影响,也可能与没有西边界(太平洋)有关。



一、行星涡度和科氏力

(一) 地球自转角速度

地球自转角速度是 $\omega = 7.29 \times 10^{-5}\,\text{grad}\cdot\text{s}^{-1}$。因为地球相对固定星体转一圈的时间是 23 h 56 min = 86 160 s，所以，$\bar{\omega} = \dfrac{2\pi}{86\ 160}\ \text{s}^{-1}$，但是许多情况下多写成为 $\bar{\omega} = 2\pi/86\ 400\ \text{grad}\cdot\text{s}^{-1}$。

它是一个矢量，不同纬度的地表面绕垂直轴的角速度是不同的：在纬度 φ 处，$\omega_\varphi = \omega\sin\varphi$，所以，在北极 $\omega_{90} = 7.29 \times 10^{-5}$，在赤道 $\omega_0 = 0$。如图 6.7-1(a)所示。

对傅科摆来说，1 个摆日：$\omega = 90^\circ$，$T = 86\ 400$ s，

半个摆日：$T = 43\ 200$ s = 12 h；

$\varphi = 0^\circ$，$T = \dfrac{2\pi}{7.29 \times 10^{-5}\sin\varphi} = \infty$

$\varphi = 45^\circ$，$T = 1.41$ d，半个摆日 = 17 h。

(二) 行星涡度 f

$f = 2\omega = 2 \times 7.29 \times 10^{-5}\sin\varphi$

由此可见，行星涡度 f 随纬度变化，在赤道绝对值最小，在两极绝对值最大。如图 6.7-1(b)所示。

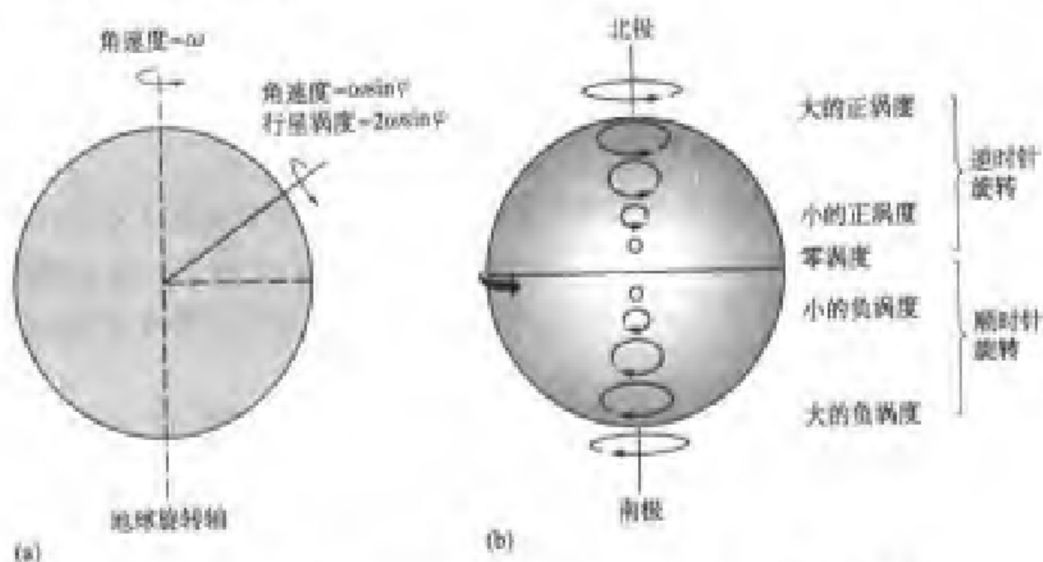


图 6.7-1 (a) 自转角速度 ω 变化 (b) 行星涡度 f 随纬度变化

(三) 角动量守恒

在旋转地球上除去行星涡度外，还有流体在地球表面上做相对运动的涡度 ζ。在没有风力及摩擦力作用下，$(f+\zeta)$必须守恒。若向北运动的流体，行星涡度 f 增加，则就需要一个负涡度 ζ 来平衡，即产生一个相对地球表面顺时针的涡旋运动来平衡，使增加的 f 量，恰等于 ζ 的负量。

再考虑相对运动的流体形状变化的影响(图 6.7-2)：(a)中给出角动量 = $mr^2\omega$，式中 m 为流体质量，r 为流体绕中心运动半径，ω 为流体角速度，图 6.7-2(b)中给出不同流体形状：第一种情况，流体扁薄而粗，r 大，角速度 ω 就变小，第二种结构垂直方向拉长，水平方向变细，r 变小，ω 就变大。因此，在考虑守恒时，不仅是考虑 $f+\zeta$ 的问题，而是考虑$(f+\zeta)/D$，即势位涡的间距。这里要指出的是，D 不是水柱直到海底的长度，而是水柱运动的深度，一般到永久温跃层为止。

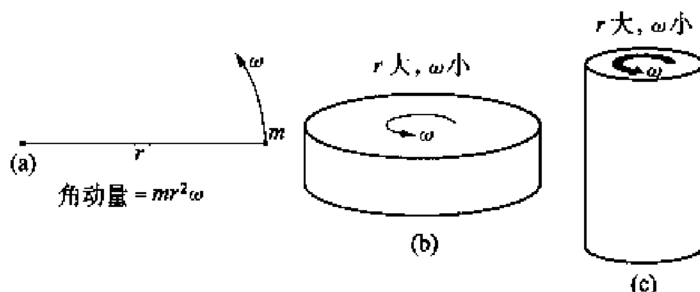


图 6.7-2　角动量的变化

二、西边界流强化问题

(一) H. U. Sverdrup 理论

1947 年，斯堪的纳维亚的海洋学家 Sverdrup 用数学方法确定风应力与大洋环流之间关系，Sverdrup 不是像 Ekman 那样，兴趣在于确定风海流随深度变化的问题，而是在于确定来自风应力的净流量问题，所以他要考虑风应力和水平压强梯度力。

Sverdrup 发展了 Ekman 的理论：他将 Ekman 的风向右面 90°角的输送和右面堆积产生的地转流的问题融合在下列方程中，即

$$-fv=-\frac{\partial p}{\partial x}+\frac{\partial^2 u}{\partial z^2}$$

$$fu=-\frac{\partial p}{\partial y}+\frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \tag{6.7-1}$$

$$\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}=0$$

交叉微分并相减有

$$-f\left(\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}\right)-v\frac{\partial f}{\partial y}=\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\partial \tau_y}{\partial x}-\frac{\partial \tau_x}{\partial y}\right) \tag{6.7-2}$$

$$v=\frac{1}{\beta}\frac{\partial}{\partial z}(\mathrm{rot}\tau),\ M=\int_0^H v\mathrm{d}z=\frac{1}{\beta}\mathrm{rot}\tau$$

即全部经向流输送是用 f 的经向变化与风应力旋度表示。

Sverdrup 给出一个对称的风场，并且只有东、西分量。如图 6.7-3(a)的正弦形变化，从而得出其 y 方向输送量如图 6.7-3(b)中那个样子。

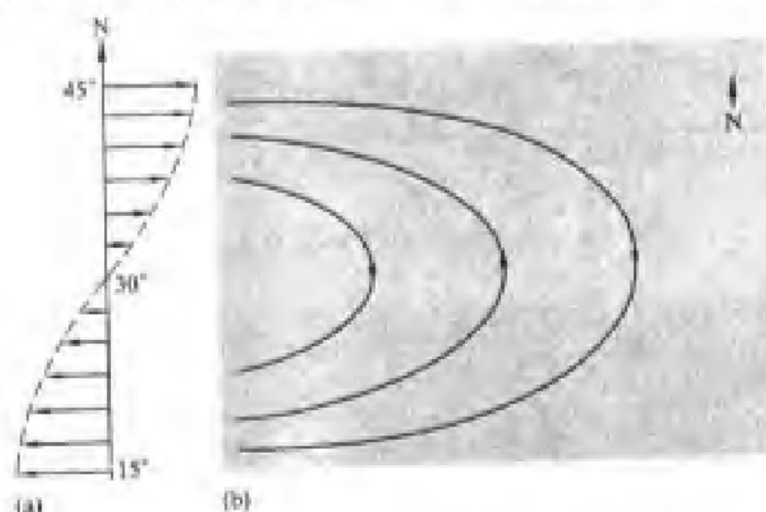


图 6.7-3 Sverdrup 对称的风场和 y 方向输送量

(二) H. Stommel 西向强化理论

Sverdrup 理论比 Ekman 先进，但是他计算不出西边界的流，因之也就不能分析西向强化问题。Stommel 考虑了在一个矩形大洋中对称风场的作用。

Stommel 与 Sverdrup 不同，他考虑了摩擦的作用，其计算结果如图 6.7-4 所示，其西向强化可用涡度守恒来分析。

图 6.7-4 中，左面是流线，右面是海面高度。(a)地球旋转，但科氏力为常数；(b)地球旋转，科氏力随纬度线性变化。

图 6.7-5 中，西边界流向北运动，f 增加，就导致地转流要右旋(顺时针方向)，增加负涡度，以平衡增加了的行星涡度。但是，由于摩擦作用，西边界取得一个由摩擦而导致的正涡度，所以，流速就要变强并加速顺时针旋转，以平衡"多余"的那个摩擦产生的正涡度。

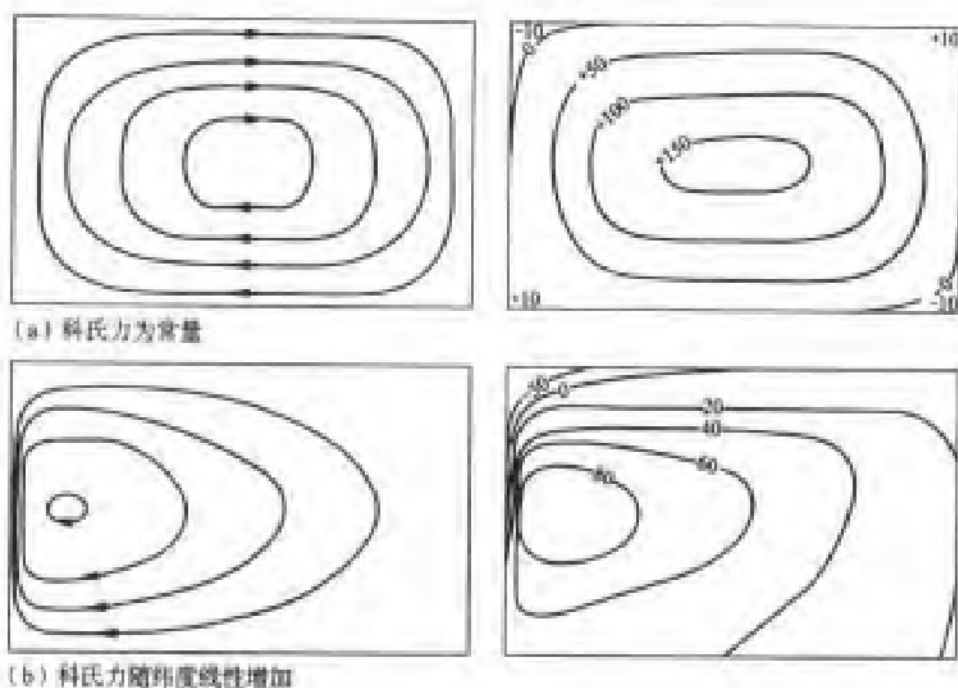


图 6.7-4 Stommel 计算结果(H.Stommel, 1948)



图 6.7-5 Stommel 对流的西向强化机制解释

然而在东边界，流向赤道运动，f 减小，但是因摩擦作用产生一个逆时针方向运动的涡旋（即正涡度），它基本可以平衡 f 的减少，因此流轴本身的弯曲和速度都不要增加很多，就可达到涡度守恒。所以东边界不强化。

（三）W. Munk 的理论

Munk 像 Stommel 一样，用旋转的矩形大洋并假定科氏力随纬度做线性变化，并且将纬度南扩至赤道，北扩到北纬 60°。用风供给负涡度，也考虑摩擦力，但摩擦力不仅与海岸边界有关，而且与流体内部水平和垂直摩擦力有关。风场不再用理想风场，而用真实的平均风场代替。其计算结果图6.7-6所示。

图中 6.7-6(a)是太平洋和大西洋年平均纬向风场；6.7-6(b)是 Munk 理论计算的结果。

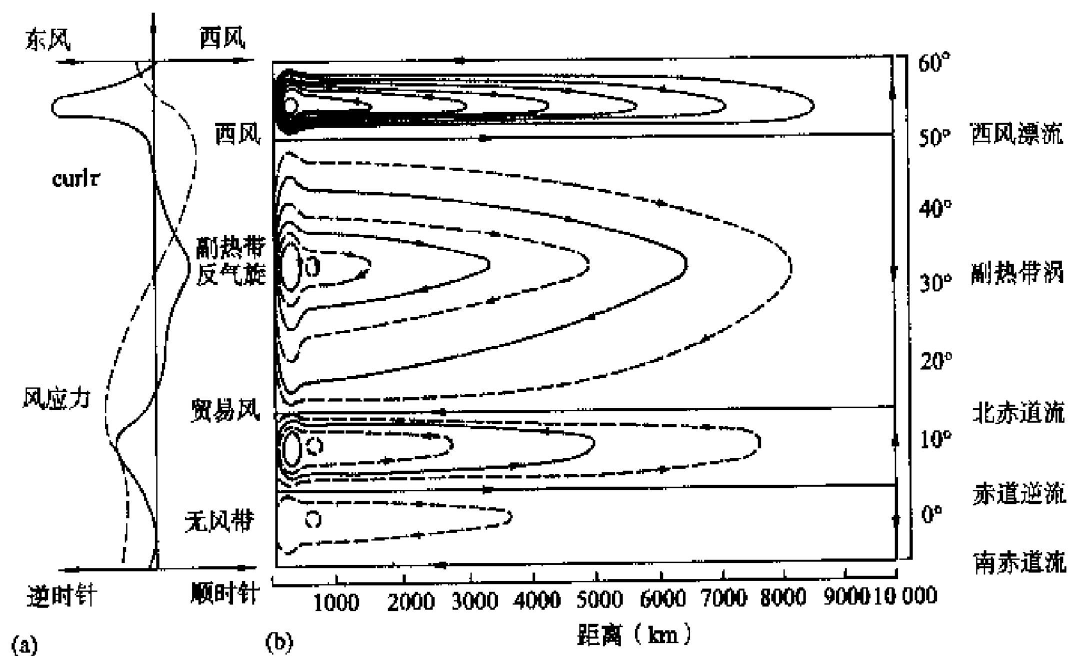


图 6.7-6 Munk 理论计算结果(W. H. Munk, 1950)

Munk 利用图(a)提供的 curlτ 值计算的环流模型。邻近实线之间的输运量是 $10^7\ m^3\cdot s^{-1}$。最大子午向流发生在 curlτ 最大的地方，如，50° N、30° N 和 10° N；在这些纬度，流是南北方向，而不是东西方向的。

第八节　大洋环流基本形式

一、表层风生环流

表层风生环流的基本形式如图6.8-1所示。图中给出了世界大洋表层的主要海流和辐聚、辐散带。对比大西洋和太平洋，其环流有许多相似之处。例如，大洋的南、北两半部都为反气旋式环流，即北半部为顺时针方向旋转而南半球为逆时针方向旋转，并且每一环流的东、西两侧都不对称；在赤道海域，南、北两半部的环流之间夹着赤道逆流，致使流系更为复杂；在南半球的西风带海域，海流可连续贯通；在亚北极海域西部，都有来自北方的寒流，从而形成小型气旋式环流，以及在南极海域都有弱气旋式环流等等。印度洋北部则与上述明显不同，那里是比较典型的季风流，冬、夏季流向往往是相反的。对其中主要边界流作一简单介绍。

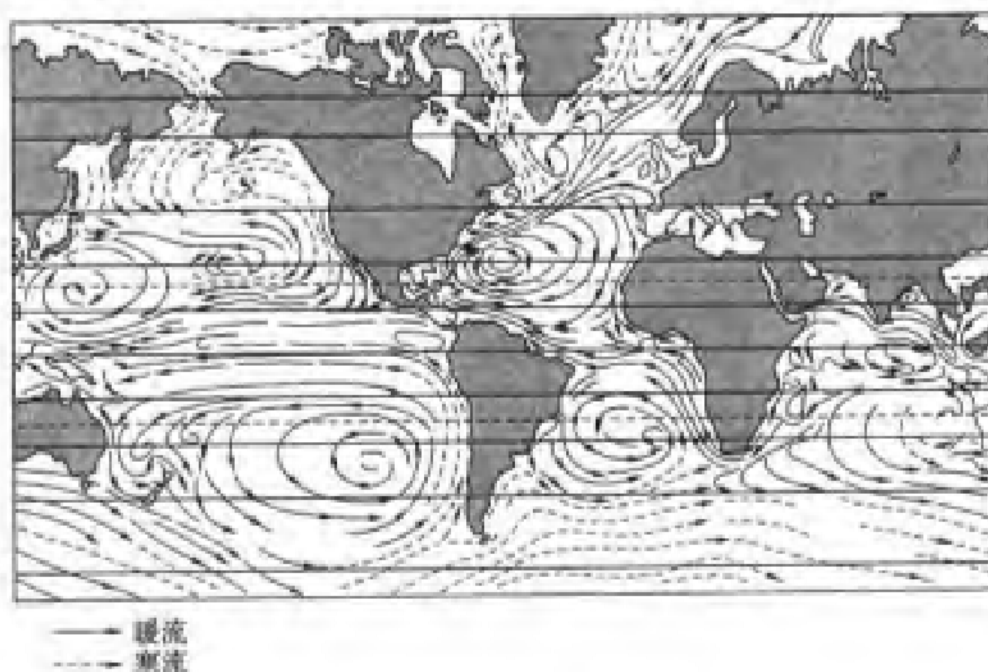


图6.8-1　世界大洋表层环流(Tolmagin, 1985)

(一) 西边界流

南赤道流和北赤道流在大洋西边界附近分别向南极、北极方向移动，形成强大而狭窄的西边界流，这是大洋环流有别于大气环流的一个重要特征。也是在大洋西部大陆坡海域，由明显的海面坡度维系的强流。其突出特点是流

速、厚度、流量大,但流幅不宽。大西洋中的湾流和巴西海流,太平洋的黑潮和东澳大利亚海流,印度洋的厄加勒斯海流都属此列。其中,湾流和黑潮的流速、流量特别大,其调查观测的时间长,积累的资料多,研究也相当深入。

湾流在表层的宽度不大,约为 100~150 km,但流速相当大,高达 2.5 m/s;表层流速有季节变化,夏季大而冬季小。厚度一般为 700~800 m,但在流过哈特拉斯角之后,仍能大幅度加深,其影响所及可达 4 000 m。体积流量也有沿流程递增的现象,在哈特拉斯角约为 6×10^6 m^3/s,再往下游 1 000 km处,可高达15×10^6 m^3/s。如此巨量的海水输送,对北大西洋水系和水团的形成与变性,其影响之大是不言而喻的。

在太平洋与湾流对应的是黑潮,黑潮的源地在菲律宾群岛以东,由太平洋的北赤道流延续转向而形成,因地转偏向力及其随纬度变化的效应而强化。在吕宋岛以东,北向最大流速约为 0.8~1.0 m/s,到台湾岛南端及东岸,流幅约 125~170 km,而流速增至 1.5 m/s。流量有明显的半年周期变化,春、秋季强而冬、夏季弱。到达日本南岸时,流速可达 2.0 m/s,平均体积流量增至 42×10^6 m^3/s,最大可达 65×10^6 m^3/s,但有明显的年周期变化,夏季最大而冬季最小。东海黑潮影响深度亦可达 1 000 m,因而对东海乃至黄海的水温、水团形成和变性,起了举足轻重的作用。至于黑潮对日本近海水团的影响,由其研究论文的浩繁,便足以说明人们的重视程度。最近的调查发现,黑潮流核(强流带)不是一个,而是由三至四个分支组成,这是一个很重要的发现。

索马里海流因受印度洋季风的影响,夏季向北流,而冬季向南流。由于西边界流来自赤道海域,因而具有高温高盐特征,是明显的以斜压特征为主的流动。

(二) 西风漂流

西边界流在特定的纬度会自动离开西边界,折向大洋,形成西边界流的延续体。进入西风带之后,作为西风漂流,一直向东边界流去。在北半球,称为北太平洋流和北大西洋流,而在南半球由于没有经向边界,各大洋西风漂流联成南极绕极流。由盛行西风所驱动,流向基本都向东。在南半球可环绕南极大陆一周,故称为南极绕极流。其流程之长,流幅之宽,厚度之大,流量之巨,均居全球海流之首。流程连绵 2×10^4 km,北界至亚热带辐合带,南至南极辐散带,流幅宽达 25×10^2 km。研究和实测证实,绕极流可从表而一直渗达海底,厚度有数千米。在德雷克海峡曾测得流速 0.5~1.0 m/s,体积流量(1.0~1.5)$\times10^8$ m^3/s,也有说可超过 2×10^8 m^3/s(Reidetal, 1971; Callahan, 1971;

pond, pichat, 1990),是名副其实的世界大洋中最强盛的流,因而它对南大洋水团结构的影响是勿庸置疑的。

在北半球由于大陆阻隔,相应的流分别为北太平洋流和北大西洋流。它们在流至大洋东部时,均再分支。前者的分支,分别成为加利福尼亚海流和阿拉斯加海流的源头之一;后者则分为三支,成为葡萄牙海流、挪威海流和伊尔明格海流的部分水源。

西风漂流由于不存在几何或动力约束,因而流幅很宽,流速也不强。

(三) 东边界流

东边界流是风生亚热带反气旋式环流东部的海流,是西风漂流的一部分海水在大洋东边界转向赤道而形成的。与赤道流、西边界流和西风漂流一起组成封闭流系的流动,完成了大洋环流系统。东边界流也有五支:太平洋的加利福尼亚海流和秘鲁海流,大西洋的加那利海流和本格拉海流,印度洋的西澳大利亚海流。东边界流一般均属于寒流,一方面因为它们自高纬向低纬流动,将低温海水带入高温海域,另一方面,大洋风系在东边界造成海水上升运动,将下层冷水带至海面,呈现与环境海水大相径庭的寒流特征。理论研究和观测表明,东边界没有海流的强化现象,流速小、厚度小,尽管流幅宽,但是流量却小得多。例如,加利福尼亚海流,宽度可达 10^3 km,但在其流速较大的北部,多年平均也只有 0.17 m/s,南部则平均仅 0.11 m/s,体积流量只有 10^7 m^3/s。

由于东边界流宽而弱,即使对最易观测的加利福尼亚海流,也很难划出其确切的流界,更不要说其他的东边界流了。因为东边界流中还有涡旋、逆流和上升流等复杂的现象,所以较为合理的说法是:它们的平均流向指向赤道。上升流倒是东边界流区内的重要现象,如秘鲁近海的上升流就很著名,而且对形成附近海域的渔场起了至关重要的作用。当大气和海洋环流异变时,该处的上升流减弱甚至消失,便酿成厄尔尼诺灾难。

二、西边界流的弯曲和中尺度涡旋

在积累大量感性和实测资料的基础上,人们对诸如湾流和黑潮等强盛的海流,有了更多的印象。然而,另一方面也使不少人对海流的图像产生了误解。认为海流就是海洋中的河流,好像海水经年累月一成不变地沿着图上所划的路径流动、分支和循环。

其实,世界大洋的主要海流,只是长期平均的大致位置。实际海洋中,并不存在沿同一条不变的流轴而规则流动的海流。

(一) 大洋环流的依时性

大洋环流有各种时间尺度的变化,短至几天,长至几年或几十年。

一般1个月以内的天气尺度变化是气象因素引起的,一方面气象扰动在局部海域导致流场变化,另一方面,流动状态的变化可以传到很远的地方,改变那里的流场。例如,在赤道流系可发生几天到1个月的脉动,波长数千米。这种时间尺度的变化一般可看作低频脉动在大洋流场上的叠加。

季节变化是海流最明显的变化。显然,这种变化是由大气环流的季节特性造成的,流场不得不做相应的高速变化,以适应大气的作用,但变化的位相要大大滞后。较强的海流都带有季节变化,如黑潮,不仅各季流量变化极大,而且流宽和流轴位置都有变化。

大气环流的长期过程往往导致大洋环流的长期变化,如黑潮的蛇曲现象,索马里海流冷水团的出没,厄尔尼诺现象的出现等。产生大气环流长期变化的原因很多,例如,地球自转不均匀,太阳活动导致太阳辐射的变化,海气相互作用过程中海洋的反馈作用等等。海流的速度会因时、因地而异,海流的主轴也随时间不同而变化,即使以强劲、稳定而著称的西边界流也不例外。

(二) 流轴的弯曲

黑潮的东海段,相对来说还是比较稳定较少发生弯曲。在日本本州以南,黑潮流轴有时会离开平行海岸的位置,向南发生大弯曲,在弯曲后的流轴和海岸之间,下层冷水上升,形成中尺度的冷水团。这一冷水团通过海气相互作用影响大气环流,对陆地气候产生明显影响。这种大弯曲现象在过去40余年间出现4次,每次持续2~10年不等。最引人注目的是,流轴出现形如蛇行的大弯曲(图6.8-2)。

这种现象并非黑潮所独有,湾流在离开哈特勒斯角之后,也不再像以前那样沿比较稳定的流径前进,而是开始出现弯曲,并且渐趋增大。

大弯曲发生时,日本南方的黑潮流径呈“U”或”V”字形,由于大弯曲都伴随形成日本南方的大型冷水团,故对这一带海域,甚至对我国长江流域降水的影响都是很大的(图6.8-2)。图中给出长江流域15个站1~9月降水总量的平均值。

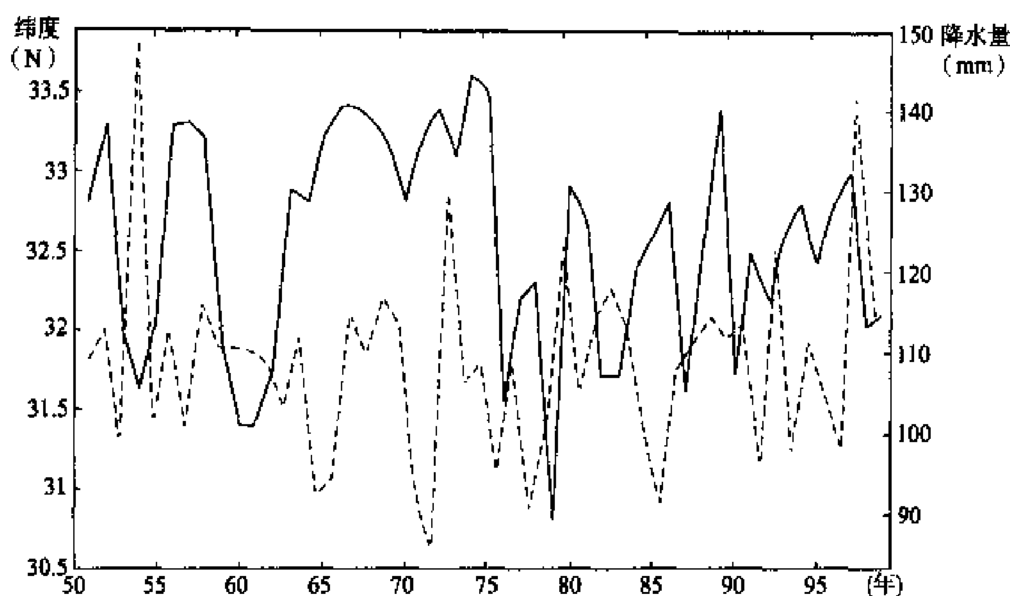


图 6.8-2 潮岬角东南海域黑潮的流轴南北方向变化(实线)与长江中上游1~9月平均降水(虚线)关系(侍茂崇,乔璐璐,2003)

(三) 中尺度涡

大洋中存在着形形色色的中尺度涡旋。这些涡旋具有200~500 km的特征水平尺度,其时间尺度为1个月到几个月。这些涡旋相当于中纬度大气的风暴系统,所以,也有人称为天气尺度涡,即着眼于其空间尺度或时间尺度的特点而称之。但迄今为止,尚不清楚这些涡旋的盛行程度究竟如何,以及它们对平均运动有何重要作用。人们正逐步认识到,中尺度涡旋是大洋流场的典型现象,也许还是大洋环流的特征。

关于中尺度涡的分类则不其统一,有人将其分两类:锋区中尺度涡和外海中尺度涡;也有人将其分三类:西边界流环、中大洋中尺度涡及流环式中尺度涡。下面仅依锋区中尺度涡和外海中尺度涡作一简略介绍。

1. 锋区中尺度涡

锋区中尺度涡即源于西边界流的流环,它与强西边界流——湾流和黑潮的大弯曲有关。湾流涡旋的研究工作大概始于20世纪30年代,观测表明,在哈特拉斯角至纽芬兰大浅滩的这一区域,湾流的主流受到不稳定波浪式振动的作用,振动的波长为300~400 km,方向向东,相速度为6~10 $cm \cdot s^{-1}$。随着向东移动,波的振幅不断增大,变到所谓大弯曲时,南北方向上的尺度可达500 km。之后,在很多情况下弯曲与主流发生“断离”(图6.8-3),这样弯曲就变成冷性气旋式涡旋(4)或暖性反气旋式涡旋(3),两者分别位于流的右侧或左侧。15~

20℃的等温线束处于200 m深的位置，实际上与湾流主流的位置一致。在气旋式弯曲场中，表面流速在弯曲断离之前达到3 m/s这样大的数值。按照F.C. Fuglister的意见，从多年平均的观点来看，每年形成的气旋式和反气旋式涡旋的个数大致相等。根据1965年9月到1966年8月之间对湾流主流逐月移动的观测，Fuglister认为，1年有5～8对气旋式和反气旋式涡旋。

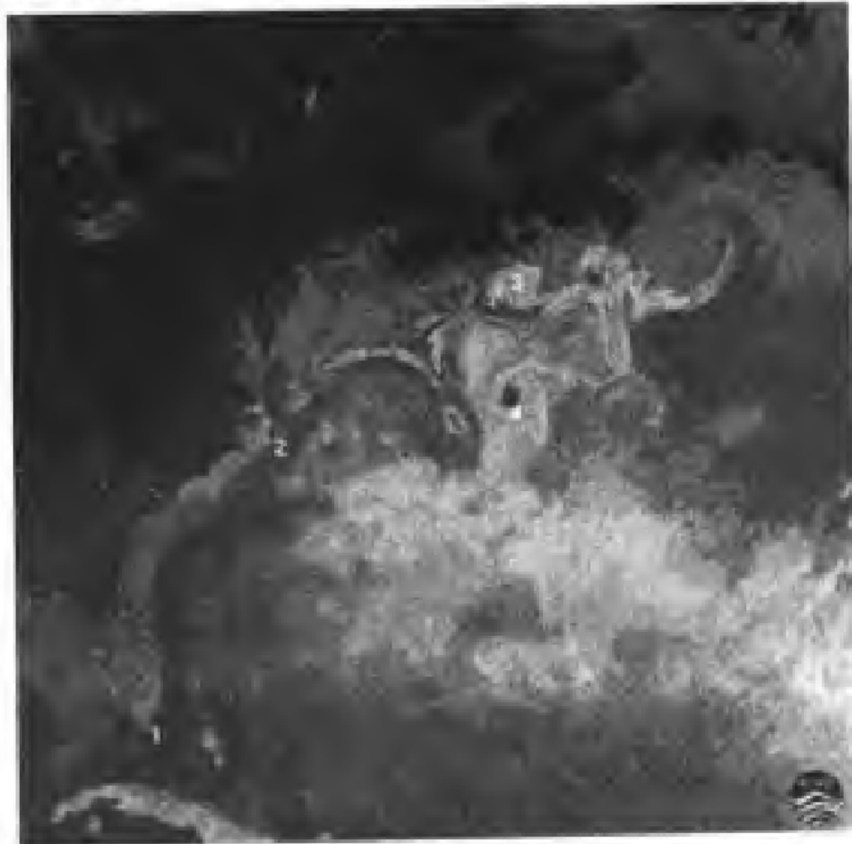


图6.8-3 从卫星的红外图像上看到的湾流中尺度涡(D. Tolmazin, 1985)(见彩图2)

湾流涡旋形成后的“命运”如何？Fuglister (1972)介绍了1965年9月到1966年2月在北纬36°～39°及西经60°－68°区域中，对湾流两个气旋式涡旋的观测结果。如果在涡旋形成后的第一个月以8～10 cm/s的平均速度向西移动，那么后来，这种近似直线的运动变为封闭的轨迹。奇怪的是，这些轨迹线环绕着涡旋中心的某些平均位置。

1971年4－5月，还从卫星上用测定海洋表面温度的方法，确定了涡旋的位置。涡旋由西经68°区域几乎旅行到了佛罗里达海峡。在1971年4月至1972年4月，涡旋以每昼夜约1.85 km(约为2 cm/s)的速度向西南移动，最后，由于佛罗里达海流的吸引作用，涡旋才结束了自己的寿命。

C. Parker(1971)收集并分析了1971年以前的北美沿岸、西经40°和北纬20°～40°之间大西洋的全部深度上的温度资料，通过研究，Parker发现这一区域有过62个涡旋。据此认为，由哈特拉斯角约至西经58°的这一部分海域，是产生湾流气旋式涡旋的主要区域。

湾流涡旋形成后，主要是向西、西南或南方向运动。这可能与其本身的动力学因素有关，也与马尾藻海西北部的平均大尺度海流的影响有关。

作为湾流气旋式涡旋的水平尺度或直径，一般是取异常低温区的宽度。根据上述规定，湾流初期的气旋式涡旋直径代表值为200～300 km，在湾流初期气旋式涡旋中心与其周围的马尾藻海之间水温相比，下降量可达10～20℃。

黑潮流系涡旋的研究不如湾流涡旋研究的那么深透。J. Masuzawa(1957)提出黑潮主流以南的一个冷气旋式涡旋移动和演变的例子。断离过程发展得相当快，并且和湾流反气旋式涡旋形成时一样，伴有副极地冷水从东北方向向断离区强烈侵入。断离以后，涡旋的纬向和经向尺度分别达到420 km和320 km。在200 m深处，涡旋中心与周围海水之间的温度相差达14℃，而海洋表面的最大轨迹速度接近2 m/s。涡旋存在13个月以后，上述那些参数相应变为：320 km和120 km；速度达50 cm/s。在观测期内，涡旋中心向西南方向移动了140 km。必须指出，反气旋式暖性涡旋的形成过程，在本州岛正东的区域，具有准周期性。总的说来，锋区涡旋具有下列特征：

(1) 锋区涡旋产生于毗邻湾流和黑潮这类强流的区域。

(2) 锋区涡旋的形成过程是不对称的——锋区流的一侧仅形成反气旋式涡旋，而在另一侧则形成气旋式涡旋。

(3) 锋区涡旋，至少是部分旋涡，在自身的运动中带动着形成涡旋的水团。

(4) 由于锋区涡旋内部和周围水体之间的温度(和盐度)差别，锋区涡旋都“显现”于海洋表面。

(5) 在生成涡旋的锋区内，涡旋间的平均距离远大于涡旋的特征尺度，因此，锋区涡旋是单个系统。

(6) 锋区涡旋场中，温跃层中的等温面与等密度面的倾斜和相应的温度和密度水平差都很大，温度差可超过10℃。

(7) 锋区涡旋场中水的旋转速度非常大，在海洋上层，其速度可达每秒几米；相应动能也很大。锋区涡旋场中水的旋转方向不随深度而变化。

(8) 锋区涡旋的寿命很长——大约为几年。

2. *外海中尺度涡*

外海中尺度涡即在强西边界流之外的大洋中存在，即使一向认为流动很

弱的中大洋也不例外。其形成与强西边界流无关，如多边形实验和中大洋动力学实验都发现了多个涡旋，有气旋式也有反气旋式(图 6.8-4)，常常是相间排列而运动。涡旋中的流速也较大，有的可高达 0.5 m/s。涡旋铅直向下的伸展，可及整个水柱。这类涡旋的水平尺度一般为 100 km 左右，与源于西边界流的流环相异的是，它不具有"水团"的特征。

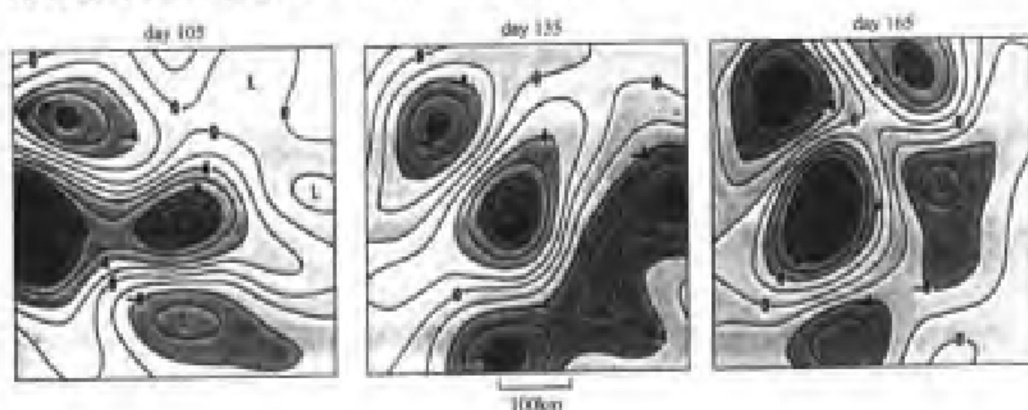


图 6.8-4 在区域(69°40′ W，28° N)中的中尺度涡

在北大西洋冷水区形成的流环式中尺度涡，其速度较小，只有锋区中尺度涡旋的一半左右，但范围较大，约为锋区涡旋的 2 倍。

不仅在大西洋，而且在太平洋和印度洋中也陆续发现中尺度涡，如在东澳大利亚海流区域(B. Hamon, 1965)，夏威夷群岛附近海域(R. L. Bernstein 等，1974)，黑潮南部(S. Inawaki, 1983)，以及在印度洋的"多边形—67"调查等。这类中尺度涡具有很大的动能，有时比大尺度海流的平均能还大，因而对海洋动力学、海洋热力学、海洋环流和水团的影响极大(S. Inawaki, 1982)。

三、热盐环流

前面讨论的风生大洋环流，迄今已有较多的理论研究。在实际大洋里，除了因风力作用产生的海流而外，还存在着因海水受热、冷却等引起的密度分布不均匀所产生的流动——热盐环流。这方面的研究工作比较少，然而问题是十分重要的。

实际上，海洋里动力环流和热盐环流是并存的，在海洋的下层以热盐环流为主，因为风生动力环流只能影响上层。在海洋深层的温度、盐度和密度的变化比较小，一般来说热盐环流的速度是缓慢的。但实际观测表明，并非所有的深层热盐环流速度都很小的。因此，要研究大洋环流，不仅要研究风生大洋环流，而且还要研究热盐环流。对于由热盐因素产生的流动，在理论上进行研

究时，除了需要描述海水动力学和运动学规律的运动方程和连续方程而外，还需要描述海水热力学性质的热传导方程和盐扩散方程。

温盐环流的过程主要是对流过程，即高纬度地方密度大的冷水下沉并缓慢地流向赤道。因此，大部分深海水都来自北大西洋及南极洲两处，并在那里形成它们的最初特性。例如，由于深层水的水源是极地或近极区的海水，其温度是很低的。与浅层水比较，深层水的溶解氧含量比较高，这也证明它是从极地来的。若没有极地水的补充，由于下沉海水中的有机物质的氧化，深层水的氧将会减少。

底层水团也受到海底地貌的影响。例如，北冰洋形成的密度较大的水被海岭阻挡，无法到达大西洋，而大西洋海岭可成为东、西大西洋海盆之间的屏障。

因为决定海流类型的因子是密度分布，而密度分布又取决于温度和盐度。当然，实际情况则复杂得多，而对密度等值线(或近似等值线)上温盐结构进行详细分析，往往可以把深海海“流”推断出来。“流”这个字之所以带引号，是因为通常这样的分析并不能辨别海水究竟是以定常流形式平移的，还是因为大尺度混和过程使之扩散至某区域的。更进一步说，用这样的分析方法也得不到海流的速率。

热盐环流的另一典型例子，就是行迹横贯大西洋的地中海溢流。因为地中海海水盐度大(约为 38.0)，所以，尽管其温度(约为 13℃)较高，但密度还是比任何主要大洋水域都大一些。当这种高温、高盐海水通过直布罗陀海峡流向大西洋时，便开始下沉，在下沉过程中，又与北大西洋东部低温、低盐、低密度的海水相混合。混合到达的平衡深度大约是 110 m。同时，高盐海水的“核心”也开始横贯北大西洋而发生扩散。高盐的地中海海水在北大西洋表现得十分明显，以致用各种方法都很容易把它分辨出来。

密度大的海水来自丹麦海峡，挪威海低温、高密度的海水流经丹麦海峡的各个水道，从格陵兰还要跨过许多连绵不断的海脊才能到苏格兰。密度大的冷水往下沉并沿着海底附近向南流动，通过赤道，人们称之为北大西洋深层水，它有特有的温度、盐度和溶解氧，容易与其他水团分别开来。

南极洲附近海域还产生南极底层水和南极中层水。前者是海洋中密度最大的水，它沿着海底通过赤道向北流动。后者在距离海表面 100 m 的水层向北流去，然后不断加深。

为了寻找南极底层水的源地，要追溯到威德尔海。南极底层水，它主要来源于威德尔海，并且沿着南大西洋西部向北移动。

图 6.8-5 是 Stommel 世界大洋最简单的深层环流模式。大西洋是从格陵兰南端发起，一直流到南极绕极流区，在北半球还有一些分支，又回到源地，而南半球，其分支也是直插绕极流区。

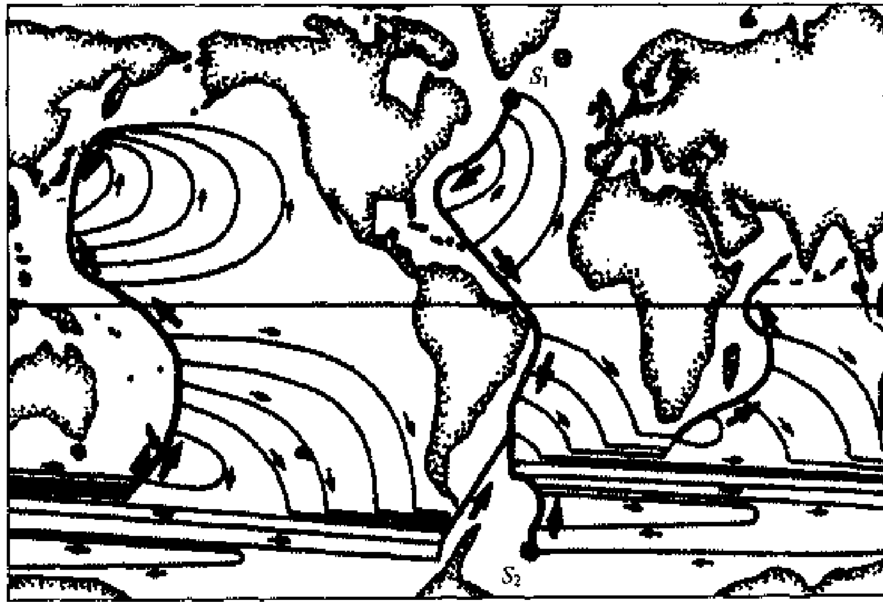


图 6.8-5 Stommel 世界大洋最简单的深层环流模式(Stommel, 1958)

太平洋深层环流主干与大西洋相反，是从南向北，但是分支环流却与大西洋类似。

印度洋主要位于南半球，因而与南半球大西洋、太平洋类似，受南大洋西风漂流拖曳，基本趋势从西北向东南流去。

Stommel 这个模式已为斯瓦罗深度浮流标漂和湾流区地转流速计算证实。

第七章　升降流

第一节　概　述

升降流是指海水在垂直方向的一种缓慢运动，运动速度一般在 10^{-5} m/s～10^{-7} m/s 之间，而水平流动速度量级则在 10^{-1}～10^{0} m/s 左右。所以有人说，升降流是海水运动的特殊形式之一。虽然运动速度缓慢，但是对人类生产、生活、大洋水循环、CO_2 循环都有特殊的作用。

在上升流区，海水向上运动，将底层低温水带入上层，形成海气之间热量交换特殊区域。上升流将底层营养盐(硝酸盐、磷酸盐、硅酸盐)带入表层和近表层，从而促使浮游植物大量生长，浮游植物大量生长，又促使浮游动物大量繁殖，从而维持更多鱼类生存。因此，世界上大多数重要渔场都在上升流区。在下降流区，海水向下运动，表层高温低盐水延伸厚度最深，营养盐显著低于周围海域。

一、产生升降流的基本动力因子

(一) 横越陆架的 Ekman 输运形成的升降流

按照经典的 Ekman 漂流理论，风应力可以引起水体

净输送。在北半球,净输送是在风向右面 90°角,在南半球,净输送是在风向左面 90°角。Ekman 输送只限于上层 10～100 m 厚,粗略地说,和上混合层基本一致。其 Ekman 输送量级大致等于风应力除上科氏参量 f。如果盛行风向与海岸平行,且海岸位于风向的左面(北半球),近岸表层水必离开海岸外流,而下层水则向岸涌升补充,从而产生上升流。反之,海岸位于风向的右面,外海表层水必然在近岸处堆积,从而产生下降流。海流沿着海岸产生横越陆架的 Ekman 输运,是世界大洋东岸上升流产生的重要原因。

(二) Ekman 泵吸作用形成的升降流

在远离海岸的外海域,气旋式风场可以产生气旋式环流。环流中心海水受到强烈抽吸作用:表层海水流走,次表层海水上升。这就是 Ekman 泵吸作用。泵吸速度

$$W_e=\left(\frac{\partial\tau_y}{\partial x}-\frac{\partial\tau_x}{\partial y}\right)/\rho_0 f$$

式中,τ 是风应力,ρ_0 是水的参考密度,f 是科氏参量。图 7.1-1 给出风与上升流关系示意图。

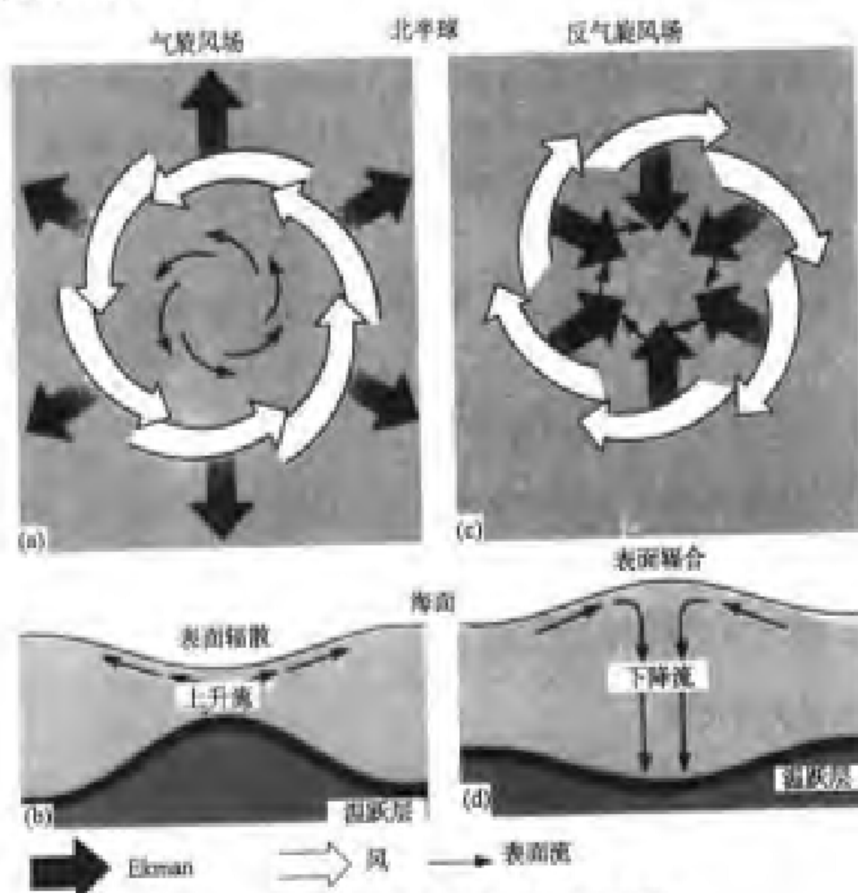


图 7.1-1　风引起海面辐合与辐散

图 7.1-1 中,(a)是气旋式风场导致气旋式环流,其 Ekman 输送量向外,所以引起气旋中心辐散;(b)气旋中心水体辐散,导致上升流产生,等温线靠近;(c)是反气旋风场导致反气旋式环流,其 Ekman 输送量向里,所以引起气旋中心辐聚;(d)下降流产生,使深层水等温线变宽。

(三) 地形作用形成的上升流

地形作用也可产生上升流。海流的流向并非都与海底等深线平行,因而存在与等深线垂直的分量。当海水由深水区流向浅水区时,在海底地形抬升作用下,底层海水必逆坡爬升,实现动能到势能的转换。例如,闽南—台湾浅滩渔场上升流,澎湖浅滩附近上升流都是地形作用引起的。受岛屿地形影响,在近岛区域都会产生上升流或下降流。

(四) 非风生的各种中尺度涡也能引发升降流

在两个反向运动的海流之间,会发生不稳定结构,从而产生各种中尺度涡,通常称之为锋面涡旋。一旦中尺度涡发生,就要伴随产生上升流和下降流;在季风区,季节转换往往与季风转换相关,因此,上层海水要有一个动力调整过程。在调整过程中,要产生一系列中尺度涡,这些中尺度涡起到对能量转换的"中介作用"。这类中尺度涡与风场无直接对应关系,也可导致上升流或下降流。我国南海海域,在春季、秋季有众多的中尺度涡生成,就是上层动力调整过程引发的。南海具有各种各样涡旋,是名副其实的涡旋大观园。

(五) β 螺旋效应

Schott 和 Stommel(1978)在假定水柱中密度为定常情况下,求出涡度守恒方程:

$$\beta v = f\frac{\partial w}{\partial z}$$

由上式可以看出,只要 $v\neq 0$(海流不是东西向运动),$\partial w/\partial z\neq 0$。它表明,$w$ 随 z 而变,并且到处不为零。

二、世界大洋风场与上升流

(一) 世界大洋风场

图 7.1-2 给出世界大洋风应力分布。(a)图是 1 月风应力,(b)图是 7 月风应力。箭头表示风矢量方向,等值线单位是 $dyn\cdot cm^{-2}$。阴影区是风应力小于 0.5 $dyn\cdot cm^{-2}$。由于风的侧向 Ekman 输送,在大洋中形成若干个上升流带:太平洋和大西洋东边界低纬度和中纬度处风总是向赤道吹,从而引起上升

流;印度洋西边界索马里海岸处西南风同样引起上升流;在赤道上吹的基本是从东向西的贸易风,因而也形成上升流;在气旋风场中心由于海水辐散,也形成上升流区。

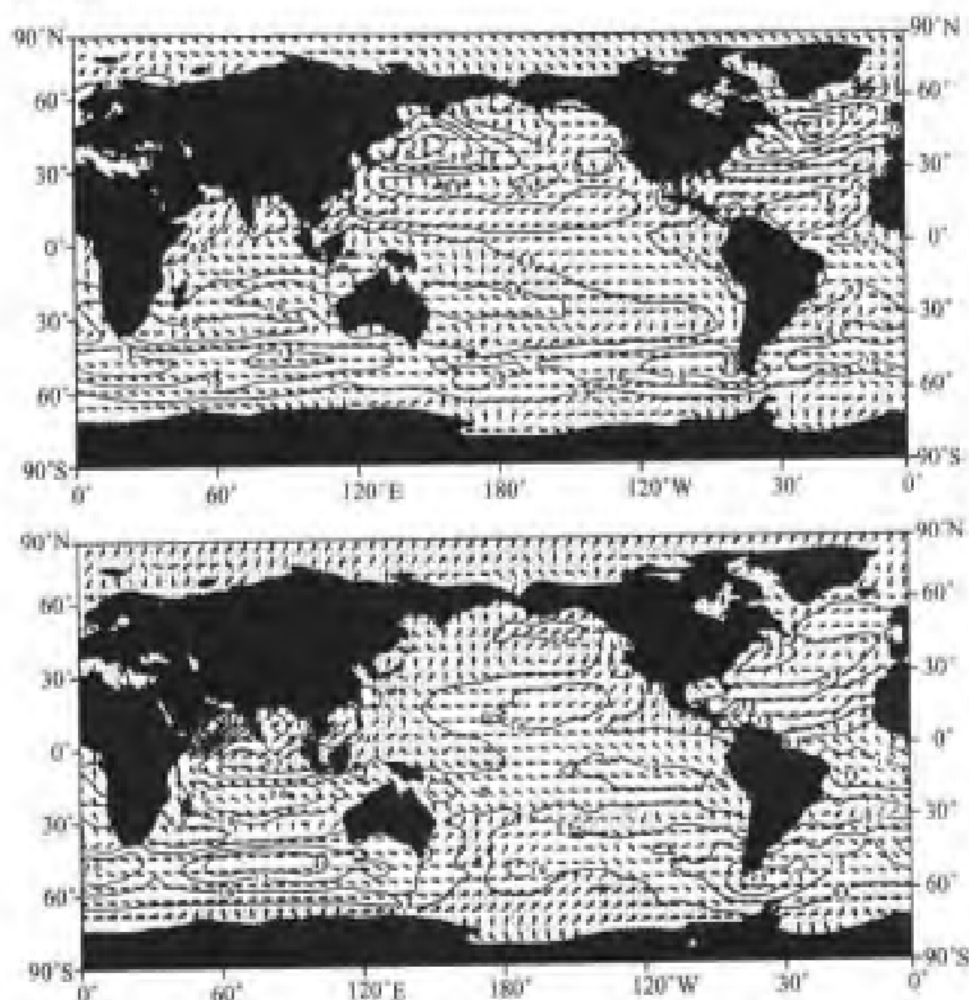


图 7.1-2 世界大洋风应力分布(Hellerman and Rosenstein, 1983)

(二) 上升流的具体区域分布

离岸的 Ekman 输送只是上升流发展第一阶段,但它却是上升流发生的有用标志。W. S. Wooster 和 R. O. Reid(1962)用临近大陆海岸 5°方区内风应力平均值,计算了离岸的 Ekman 输送通量 M_x。所计算的值与世界上已知的上升流区域一致,而且表明了可能发生的季节变化。

北大西洋:加那利海流区域 10°—40° N;

南大西洋:本格拉海流区域 5°～30° S;

北太平洋:加利福尼亚海流区域 25°～45° N;

南太平洋:秘鲁海流区域 5°～45° S;

印度洋:西南季风期间的索马里和阿拉伯沿岸。

三、上升流特征

(一) 风是主要的动力因子

沿岸上升流的强度和持久性都与风有关。大洋东边界是主要上升流区。在一个典型的上升流事件中,要有强的离岸流(约 0.1~0.2 cm/s),即在每米宽度上大约有 1 m^3/s 的离岸 Ekman 输送。向赤道的沿岸流流速,在 10~25 m 层可达 0.5 m/s 左右。在 Ekman 层之下,向陆架速度已经可以观测出来。离岸和向岸的质量是守恒的。只有印度洋东部澳大利亚海岸是个例外。澳大利亚海岸地理和地形都与其他大洋东边界相似,风也是向赤道吹,可是在岸边 1 000 km范围内,就是没有正规的、连续的向赤道流,也未发现上升流。其个中原因,仍是未解之谜。观测表明,风是吹向赤道的,而暖水则是流向极地的。从卫星图片上可以看出,向极流很快。在几内亚湾的尼日利亚、加纳和象牙海岸,上升流从 7 月到 9 月季节性出现,但不与风的任何变化有关。1974 年夏季,在加纳的特马港观测到温度下降,是与当地海平面降低有关。因此有人认为,上升流是由赤道大西洋以西传入该海域某种长波引起的(Houghton and Mensah, 1978)。

(二) 有很强的依时性

上升流的稳定状态很少能保持较长时间。在海岸右方出现一段时间强风之后,就可能出现上升流。如果风持续吹刮,上升流就会逐渐达到稳定状态,然后随着风的减弱、停止而相应变化。例如,在北大西洋东侧上升流的南界有明显的季节变化:1~5 月,地处 12°~20° N 的塞内加尔、冈比亚和毛里塔尼亚沿岸出现上升流,夏季南界则向北退到 20° N 处;20°~25° N 的卡普布朗海域常年存在上升流;然而,25°~43° N 的摩洛哥和葡萄牙沿岸,上升流则主要在夏季出现,尤以 6~10 月最为突出。在其他上升流区域,通常春季、夏季上升流最强,但是秘鲁海流南部却是个例外,冬季强度最大。

(三) 上升流跨陆架尺度是 Rossby 变形半径

上升流水平尺度是斜压的 Rossby 变形半径(Gill, 1982),大约 10~50 km。Ekman 层厚度稍微大于混合层厚度,两者相差 10 m 左右。离岸速度小于沿岸速度。与风向一致的地转流,其相关尺度超过 100 km,在秘鲁沿岸甚至超过 1 000 km。这是由于陆架和陆坡的波导特性决定的,它可以传播一个上升流的响应。

(四) 涌升水比置换的表层水冷

由于上升流将下面几十到几百米的水带到表层来，而下面水体由于缺少生物的消耗，营养盐极为丰富，从而促进上层生物的繁殖，具有较高的生产力(图 7.1-3)。

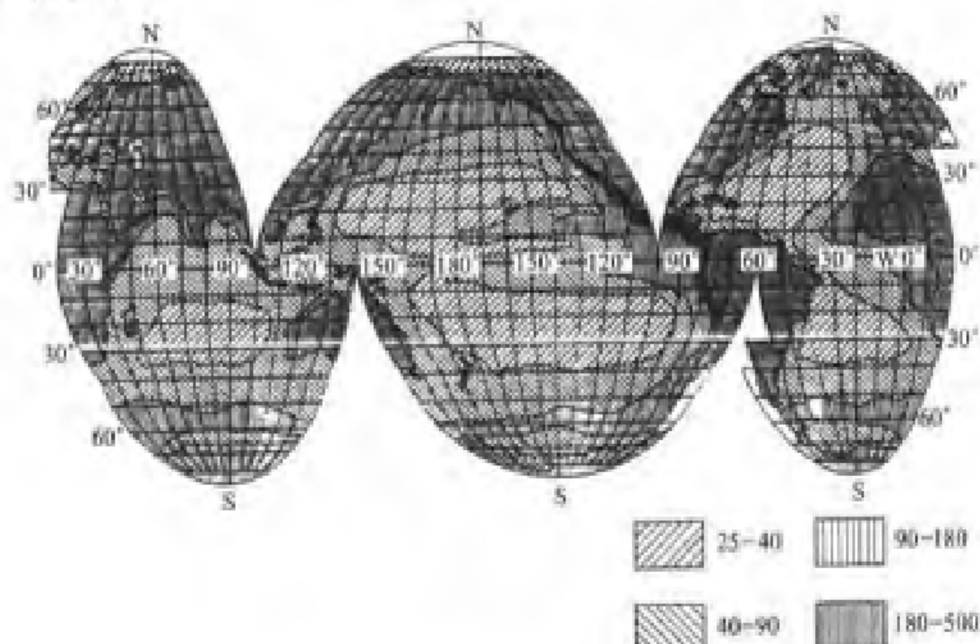


图 7.1-3　海洋生产力分布(gC_{org}/m^2a)(Berger et al, 1987)

由图可以看出，太平洋东岸和北大西洋东岸都是生产力高值区。

(五) 沿岸射流的出现

1. 风海流

在沿岸风应力作用下，表层海水转向风向右面不超过 45°的方向运动(无限深海是 45°，浅海小于 45°)。随着深度加深，流向继续右偏。在一个 Ekman 层厚度处，流向与表层相反。这就是风漂流的基本特征。

2. 地转流

在向赤道的沿岸风作用下，表面水产生离岸运动，导致岸边海面降低，外海海面升高，从而形成一个向岸的压强梯度力，通常称之为正压压强梯度力；近岸形成表层辐散的低压带，底层水要上升给予补充(上升流)，其深层温度、盐度结构要做相应调整：近岸为低温、高盐水，远岸为高温、低盐水，从而形成等压面从岸向外上翘的斜压压强梯度力。在正压压强梯度力、斜压压强梯度力和科氏力联合作用下，又形成向赤道的地转流。

在密度均匀的海水中，不考虑摩擦影响，地转流与深度无关；但是，由于斜

压性影响，地转流将随深度而变，因而向岸流也会发生变化。只要不延伸到海底，就不要考虑底 Ekman 层。

3．射流

地转流和风海流虽然不在同一个方向，但是表层方向差不超过 45°角，因此，两者合成结果，形成一支新的、速度突然增强的向赤道流，通常称为射流。

在表层，地转流会稍微削弱离岸的 Ekman 输送，但不能改变风力引起的 Ekman 输送方向；表层以下，地转流会引起一个向岸的补偿流。一般来说，底 Ekman 输送总是存在的，但它对向岸流的贡献只是一小部分。图 7.1-4 中给出向赤道沿岸风作用和射流产生过程。

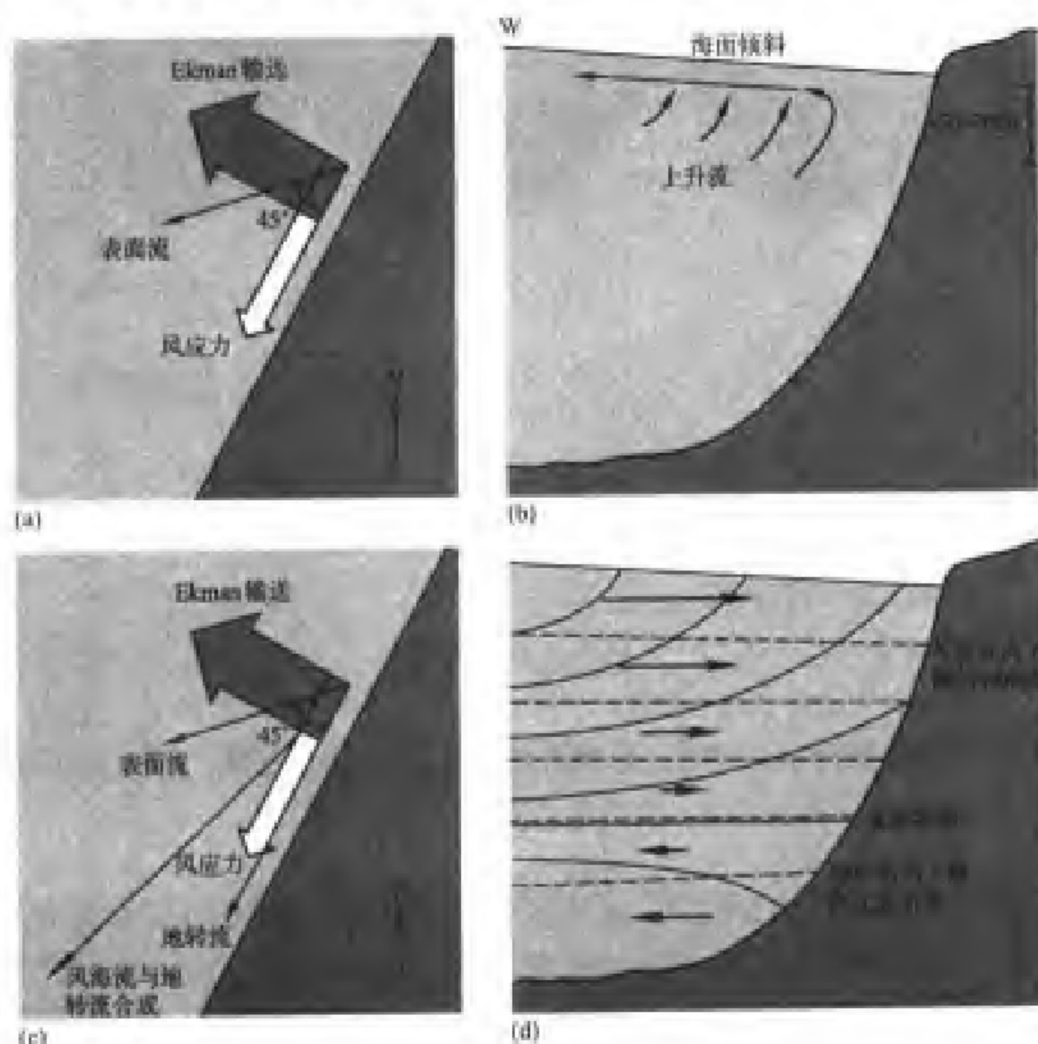


图 7.1-4 向赤道沿岸风作用和射流产生

在图 7.1-4 中，(a) 是初始阶段，风应力引起海水向风向右面约 45°方向运动。Ekman 输送则在风向右面 90°方向；(b) 是近岸水辐散，岸边水位下降，

次表层水上升；(c) 是由于海面倾斜结果，又产生一个水平压强梯度力指向海岸，导致地转流的产生。地转流与风海流合成结果仍然流向赤道，离岸输送依然存在，上升流继续；(d)表示密度与压力随深度的变化。虚线是等压线，细实线是等密度线，粗黑箭头表示压强梯度力的方向和强度。开始时，等压线向海岸方向下倾，水向南流；到一定深度之后，等压线成水平，流动停止；再往下，等压线反而上倾，转而北流。这种深层逆向流是上升流区的普遍特征。

(六) 上升流锋、喷发和细结构

上升流的冷水和较轻的暖水之间的边界是很明显的。上升流锋可能出现在陆架上，也可能出现在向海一边更远的地方。它依赖于上升流持续的时间和强度。

1987—1988 年，在北加利福尼亚岸外进行的海岸交换区实验(CTZ)表明，上升流具有复杂的结构：

1. 1987 年的卫星图像(如图 7.1-5)表明，强沿岸射流弯弯曲曲向赤道前进，偶尔向海弯曲 300 km。射流沿着锋分裂成冷的、生产力高的水体，周围则是暖而贫瘠的外海水。



图 7.1-5 加利福尼亚西海岸上升流区温度与流速

(P. M. Kosro and P. T. Strub, 1988)

2. 1988 年更详细的实验表明，射流沿着锋运动，然后向海弯曲 100—200 km，直到陆架边缘为止(Huyer, 1991)。射流流幅很窄，只有 30—75 km，表面瞬时速度很快，可达 1 m/s。向下延伸达 200 m 左右。射流流向赤道，水体输运约 3～5 Sv，可能是加利福尼亚海流的主体。射流本身不是营养盐和浮游植物丰富区域，射流和锋仅是一个边界，沿着射流可能发生上升流和下降流，以及跨锋交换。

四、世界大洋主要上升流区比较

有过最细致研究的上升流区是美国西海岸的俄勒冈海域、非洲西海岸和秘鲁沿岸上升流区。尽管风是上升流形成的主要因素，但是上升流也随大陆

架地形和海水层化程度而变。非洲西北部外面具有浅而宽的大陆架,从大陆架到大陆坡是突然变化的;俄勒冈沿岸,大陆架很窄,大陆坡相当陡峭。由垂直梯度表示的海水层化程度,非洲西部、秘鲁沿岸都比俄勒冈沿岸弱。但是,非洲西部、俄勒冈沿岸两地和秘鲁相比却具有更多的共性:

秘鲁沿岸上升流的海水来自外海 70 m 深处,而另外两个区域上升流水则来自外海 200 m 以深水层。

秘鲁沿岸上升流区域风速很少变化,上升流似乎不能被明显地区分为一系列可区别过程。

秘鲁沿岸上升流表层平均流速方向和引起上升流的风速方向相反。X.Brinkl(1978)发现,1976 年 3～9 月期间,12°～16° S 范围内,风向北吹,并产生明显上升流,但沿岸流始终向南。初期沿岸流的变化很少与风的变化有关。只有风速增强时,沿岸流与风的关系才逐渐密切。

秘鲁沿岸上升流和厄尔尼诺相伴随的现象。在大多数年份中,1～3 月都有赤道暖水向南入侵,水中营养物质匮乏。但是,入侵只延伸到赤道以南几度的地方,对秘鲁附近渔业资源没有什么影响。可是有些年份,暖水入侵可到 12° S 以南,从而导致可怕后果。

五、下降流

和上升流相反,下降流是海水向下运动。过去人们的注意力多集中在上升流区域,下降流区注意甚少。究其原因有以下几点:

和上升流区相比,下降流区域要分散的多,不易发现强度较大的下降流,从而藉助与其有关的温盐参量对它进行描述。

过去人们注意力在于提高渔业产量,上升流区成为人们追寻的目标。至于下降流区研究,多在物理海洋学教科书中出现,很难成为更多部门关注的焦点。

20 世纪 80 年代以来,全球变暖的趋势更加突出,减少 CO_2 的排放量的呼声越来越高。与此同时,海洋对 CO_2 的吸收和深海循环机制受到环境科学家更多关注。于是下降流研究,特别是高纬度极锋辐合带对 CO_2 的挟带作用已经纳入研究日程。与此同时,对一些中尺度下降流区的研究也受到重视。

南海是众多的中尺度涡滋生之地,是各种涡旋的大观园。研究者很容易找到强度较大的反气旋涡,运用理化方法对其进行研究,特别是生态学研究。过去我们过多地注意营养盐正常或偏多的海域生态学研究,而忽视营养盐贫乏海域生态学研究。根据有限资料表明,在下降流区上中层水体中磷酸盐普遍减少,但是在接近底层时,磷酸盐显著升高,它对底栖生物显然是有利的;虽

然下降流区上中层水体中磷酸盐普遍减少，但是 CO_2 和 O_2 的含量却相对增多，它对生物正面影响又是什么还有待研究。

第二节 基本理论

一、Ekman－H.U.Sverdrup 的上升流模型

利用 Ekman 风漂流模式，求解上升流。

这里首先讨论与平直海岸平行的定常风情况，在北半球假定与风平行的海岸位于风向左侧。y 轴沿海岸方向，x 轴与 y 轴垂直(图 7.2-1)。

在 y 轴方向上的风应力用 τ_{sy} 表示，这样，海面 Ekman 层的离岸 Ekman 质量输送为

$$M_x = \int_{-D}^{0} \rho u \mathrm{d}z = \frac{\tau_{sy}}{f} \qquad (7.2\text{-}1)$$

式中，z 轴向上为正，D 为 Ekman 层的深度。

连续方程为

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \qquad (7.2\text{-}2)$$

假设与海岸平行的条件是均匀的，因而 $\partial v/\partial y = 0$，这样，就能得到

$$\frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{\partial w}{\partial z} \qquad (7.2\text{-}3)$$

在如图 7.2-1 所示的距离海岸为 L 的截面上(L 要足够大，可舍去海岸的直接影响)对(7.2-3)式进行积分，于是，

$$u_L = -\int_{0}^{L} \frac{\partial w}{\partial z} \mathrm{d}x \qquad (7.2\text{-}4)$$

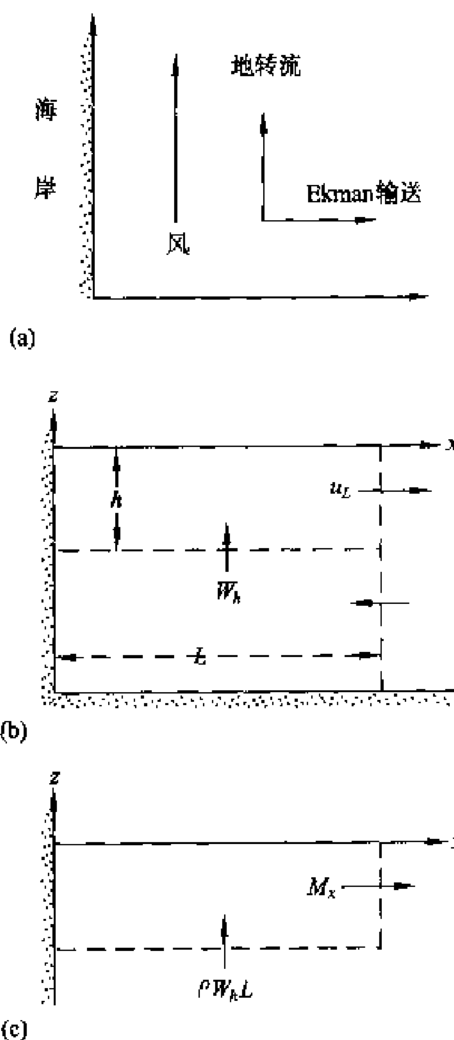


图 7.2-1 上升流简单模型；(a)是平面图；(b)和(c)是与海岸垂直断面图

在 $x = L$ 处，从 0 到 h 深度通过单宽截面积的质量输送为

$$M_x = \int_{-D}^{0} \rho u_L \mathrm{d}z = -\int_{-D}^{0}\int_{0}^{L} \rho \frac{\partial w}{\partial z} \mathrm{d}x\mathrm{d}z \qquad (7.2\text{-}5)$$

而

$$\int_{-D}^{0}\frac{\partial w}{\partial z}\mathrm{d}z = W_0 - W_D \tag{7.2-6}$$

式中，W_0 和 W_D 分别为海面和深度为 D 处的垂直速度，设 $W_0=0$，那么：

$$M_x = \int_0^L \rho W_D \mathrm{d}x \tag{7.2-7}$$

要想得到上升流水层中垂直速度 W_D 的近似估值我们就应假设，从 $x=0$ 到 $x=L$ 处的 W_h 为均匀的，那么，

$$\rho W_D L = M_x = \frac{\tau_{sy}}{f} \tag{7.2-8}$$

如果设风应力为 0.2 $\mathrm{N/m^2}$，即相当于风速为 10 m/s，那么在纬度 $\varphi=30°$ 处，$f=7.29\times10^{-5}\ \mathrm{s^{-1}}$，$M_x=2.75\times10^3\ \mathrm{kg\cdot m^{-1}\cdot s^{-1}}$。

如果 $L=50$ km，$\rho=1.025\times10^3\ \mathrm{kg\cdot m^{-3}}$，那么，$W_D=5.4\times10^{-5}\ \mathrm{m\cdot s^{-1}}=4.6\ \mathrm{m\cdot d^{-1}}$。

二、均质模型

除非海水层化，上升流把下层不同性质的水带到海面，不然，这种上升流就没有多少实际意义。然而，在这些过程的动力学研究中，当海水运动主要受风应力和海面倾斜控制时，均质模式是有用的。前述的 Ekman－H. V. Sverdrup 模式没有考虑海水中的摩擦项，均质模型考虑海水中的摩擦项。

（一）密度均匀，在地转平衡基本条件下还要考虑摩擦项

假定涡动粘滞系数为常量，水平方向用 A_l 表示，垂直方向用 A_z 表示，速度分量 v 在 y 方向是均匀的，那么，这时稳定状态方程可写为

$$-fv = -g\frac{\partial\zeta}{\partial x} + A_l\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + A_z\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \tag{7.2-9}$$

$$fu = -g\frac{\partial\zeta}{\partial y} + A_l\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + A_z\frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \tag{7.2-10}$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \tag{7.2-11}$$

在以上两方程中，ζ 表示海面的倾斜。两个长度尺度 D_l 和 D_z 可由以下方程定义：

$$D_l = \left(\frac{A_l}{f}\right)^{\frac{1}{2}},\ D_z = \left(\frac{A_z}{f}\right)^{\frac{1}{2}}$$

D_z 相当于 Ekman 层的深度；D_l 类似水平混合长度。

(二) K. Hidaka(日高孝次)模式

Hidaka(1954)得到了由方程(7.2-9)、(7.2-10)和(7.2-11)所确定的模式的解析解,但是,他假定海面在平行于海岸方向没有倾斜。这样一来,方程(7.2-10)中 $-g\partial\zeta/\partial y$ 项为零。他还假定海洋为无限深,从海岸外到距离为 $2\pi D_l$ 处整个海面上,风应力是定常的。该解的最重要特征是:

1. 在厚度为 D_z 的表层内,出现离岸的质量输送;
2. 在邻近海岸的宽度为 D_l 的带内,出现上升流;
3. 垂直速度与水平速度的比率,也就是 D_z 与 D_l 的比率为

$$\frac{w}{u}=\frac{D_z}{D_l}=\left(\frac{A_z}{A_l}\right)^{\frac{1}{2}}$$

如果 $A_z/A_l\approx10^{-6}$,是一个合理的数量级,$u\approx1$ cm/s,那么 $w\approx10^{-3}$ cm/s。另外,$D_z/D_l\approx10^{-3}$,如果 $D_z\approx20$ m,那么,$D_l\approx20$ km。

(三) R. W. Garvin 模式

Garvin(1971)对稳定状态的均质海水模式做了较为完整的分析,他保留了$\partial\zeta/\partial y$ 项,并认为海水是等深度。深度值为 h,与 D_z 相比,h 是一个大量。考虑了$\partial\zeta/\partial y$ 项的 Garvin 解与 Hidaka 有如下重要的差别:

1. 海面 Ekman 层以下的海水向岸输送,可能随深度是一种均匀分布,不需要用底 Ekman 层。除去狭窄的海岸边界层之外,方程(7.2-10)右边的摩擦项可略去,只保留地转平衡项,即

$$fu=-g\frac{\partial\zeta}{\partial y}\tag{7.2-12}$$

2. 在上 Ekman 层中,离岸的 Ekman 输送为 $M_x=\tau_{sy}/f$,而由方程(7.2-12)得出的地转流在 Ekman 层中的输送为

$$\int_{-h}^{0}\rho u\,\mathrm{d}z=-\int_{D}^{0}\rho\frac{g}{f}\frac{\partial\zeta}{\partial y}\mathrm{d}z=-\frac{\rho gD}{f}\frac{\partial\zeta}{\partial y}\tag{7.2-13}$$

将这些值代入方程(7.2-8)得到海面梯度为

$$\frac{\partial\zeta}{\partial y}=\frac{\tau_{sy}}{\rho gD}\tag{7.2-14}$$

3. 进一步分析表明,在 Garvin 假设的条件下

$$\int_{-D}^{0}v\,\mathrm{d}z=0\tag{7.2-15}$$

这意味着,在风的方向与海岸平行的表层流之下,必定存在一个方向相反的补偿潜流。

设风应力 $\tau_{sy}=0.2\ \mathrm{N\cdot m^{-2}}=2\ \mathrm{dyn\cdot cm^{-2}}$, $D=100$ m, $g=9.8\ \mathrm{m\cdot s^{-2}}$, $\rho=1.025\ \mathrm{kg\cdot m^{-3}}$。那么由方程(7.2-14)得出，沿岸方向坡度大约为 2×10^{-7}，即100 km的海面有 2 cm 高度差。在纬度为 30°处，$f=7.29\times10^{-5}\ \mathrm{s^{-1}}$，方程(7.2-12)给出的向岸流速 $u=2.7\ \mathrm{cm\cdot s^{-1}}$，且随深度不变。如果离岸的 Ekman 输送限制在 20 m 的上层，那么，在这个层内的平均离岸速度约为 11 $\mathrm{cm\cdot s^{-1}}$。

三、两层密度模式

密度垂直变化是所有实际上升流区域中的特征，研究这样问题的最简单方法是，将垂直方向密度分为两层，每层内密度均匀。这种模式对上升流理论的发展，尤其是研究上升流运动起始过渡状态起过有益的作用。

分别写出每层动量平衡方程和连续方程，允许两层分界面处有垂直运动，一般来说，分界面间切应力也要考虑在内。通常，考虑南北走向的平直海岸，而研究断面与海岸垂直，假设速度场不依赖 y 坐标，但考虑海面沿海岸方向的倾斜。下面讨论时间量级为 1 d 的准稳态的解。

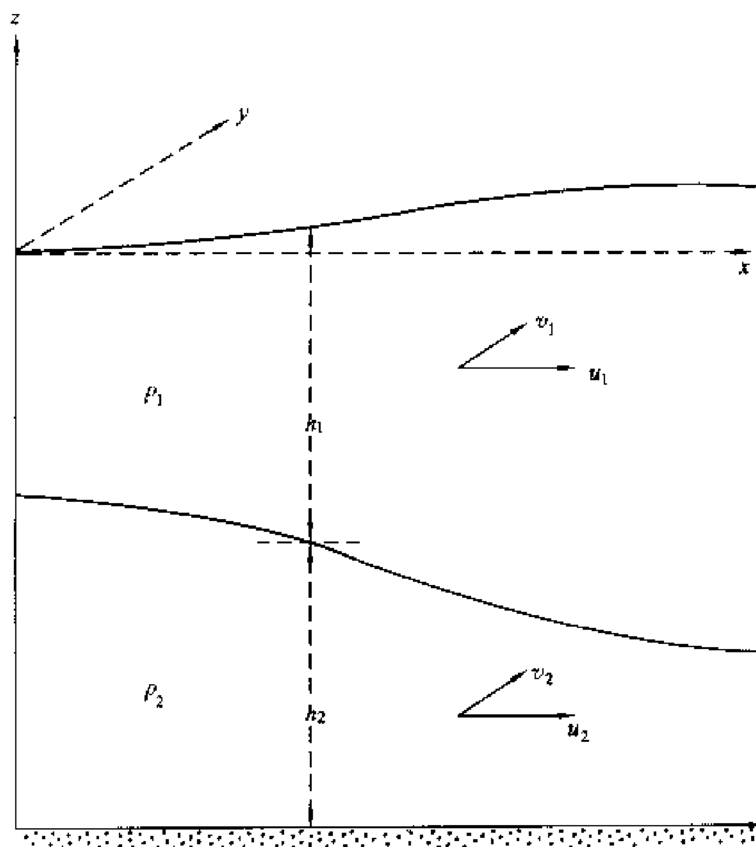


图 7.2-2　上升流的两层模式

在 1 d 时间内,分界面的移动很小。在图7.2-2中,把与海岸垂直的断面看作平坦的大陆架。上、下层的密度各为 ρ_1 和 ρ_2,上、下层的流速分量为 u_1、v_1 和 u_2、v_2,上层的动量方程为

$$fv_1 = g\frac{\partial}{\partial x}(h_1 + h_2) \tag{7.2-16}$$

$$fu_1 = -g\frac{\partial}{\partial y}(h_1 + h_2) + \frac{\tau_{sy}}{\rho_1 h_1} + A_l\frac{\partial^2 v_1}{\partial x^2} \tag{7.2-17}$$

下层的动量方程为

$$fv_2 = g\frac{\partial}{\partial x}(h_1 + h_2) - g'\frac{\partial h_1}{\partial x} \tag{7.2-18}$$

$$fu_2 = -g\frac{\partial}{\partial y}(h_1 + h_2) + A_l\frac{\partial^2 v_2}{\partial x^2} \tag{7.2-19}$$

式中,

$$g' = \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2}g$$

只有在离岸距离为 D_l 范围内,水平切应力才显得重要。这里,D_l 为

$$D_l = \left(\frac{A_l v_1}{fu_1}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{7.2-20}$$

式中,v_1 由方程(7.2-16)确定,u_1 可由 Ekman 输送确定。D_l 的典型数值为 5 km 的量级。

在离岸更远处,方程(7.2-17)和(7.2-19)导出两层中离岸输送方程为

$$\rho_1 u_1 h_1 = \frac{\tau_{sy}}{f} - \frac{\rho_1 g h_1}{f}\frac{\partial}{\partial y}(h_1 + h_2) \tag{7.2-21}$$

$$\rho_2 u_2 h_2 = -\frac{\rho_2 g h_2}{f}\frac{\partial}{\partial y}(h_1 + h_2) \tag{7.2-22}$$

方程(7.2-21)给出了简化的离岸 Ekman 输送。由于沿海岸方向存在表面梯度,所以,其输送值小于纯 Ekman 输送,方程(7.2-22)给出了下层的向岸回流,向岸回流通过沿岸向压强梯度而保持地转平衡,每 100 km 有几厘米高度差的沿岸向小压强梯度,却在近岸上升流中起着重要作用。

通过对整个上升流区域的涡度研究,可以看出,在上层有与风向一致的沿岸射流;在下层,存在与风向反向的逆射流。如果在上升流海域风应力的涡度消失,那么可以看出,沿岸输送的垂直积分为零。因此,

$$v_1 h_1 + v_2 h_2 = 0$$

结合方程(7.2-16)、(7.2-18)得

$$v_1 = \frac{g'}{f}\frac{h_2}{(h_1 - h_2)}\frac{\partial h_1}{\partial x} \tag{7.2-23}$$

$$v_2 = \frac{g'}{f}\frac{h_1}{(h_1 - h_2)}\frac{\partial h_1}{\partial x} \tag{7.2-24}$$

沿岸上升流几个尺度的表达式可由两层模式得出，在此，不做进一步地详细推导而直接引用，沿岸上升流带宽度的相应尺度，就是 Rossby 变形斜压半径。两层模式的 Rossby 变形斜压半径为

$$\lambda = \frac{1}{f}\left(\frac{g' h_1 h_2}{h_1 + h_2}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{7.2-25}$$

式中，h_1 和 h_2 是未扰动时的两个层的厚度，那么，$h_1 + h_2$ 为海水的总深度。

分界面由水平状态开始，到达海面的时间尺度为

$$T = \frac{\rho_1 h_1 \lambda f}{\tau_{sy}} \tag{7.2-26}$$

垂直速度的典型值为

$$w = \frac{\tau_{sy}}{\rho_1 \lambda f} \tag{7.2-27}$$

为了进行数值估算，我们可以假定 $\tau_{sy} = 0.1\ \mathrm{N\cdot m^{-2}}$，$h_1 = 50$ m，$h_2 = 150$ m，$g = 9.8\ \mathrm{m\cdot s^{-2}}$。$\rho_1 = 1.025\ \mathrm{kg\cdot m^{-3}}$，$\rho_2 = 1.026\ \mathrm{kg\cdot m^{-3}}$，纬度为 30° 处，$f = 7.29\times10^{-5}\cdot\ \mathrm{s^{-1}}$，因此，$g' = 9.55\times10^{-3}\ \mathrm{m\cdot s^{-2}}$，方程(7.2-25)中，变形斜压半径 λ 为8.2 km。分界面起始深度为 50 m，由方程(7.2-26)，算出分界面到达海面的时间为 85 h，约为 3.5 d。在开始阶段内，分界面处，典型的垂直速度由方程(7.2-27)给出，$w = 1.6\times10^{-2}\ \mathrm{cm\cdot s^{-1}}$。

如果同下层相比，海洋表层厚度很小，即 $h_1 < h_2$，那么，由方程(7.2-25)可得

$$\lambda \approx \frac{1}{f}(g' h_1)^{\frac{1}{2}} \tag{7.2-28}$$

式中，f 和 g' 的值前面已给出，而 $h_1 = 50$ m，因而得出变形斜压半径近似为 9.5 km。同以前一样，$\tau_{sy} = 0.1\ \mathrm{N\cdot m^{-2}}$。方程(7.2-27)可得到相应的垂直速度为 $1.4\times10^{-2}\ \mathrm{cm\cdot s^{-1}}$。

四、密度连续分层模式

改善上升流模式的下一步骤是，考虑实际海洋的密度，是随深度不断变化

的。J. S. Allen(1973)对这种模式做过分析研究，Hamilton 和 Rattray(1978)数值模式也是建立在这种类似的假定基础之上。可得出该模式相关的下列参数。

(一) 参数

1. Brunt-Vaisala 频率 N

$$N^2 = -\frac{g}{\rho}\frac{\partial \rho}{\partial z}$$

在 z 轴方向上，N 可看作是密度梯度的量度。

2. Rossby 变形半径 R

$$R = \frac{Nh}{f}$$

上升流主要出现在离海岸距离为 R 的范围内，参数 R 与变形斜压半径 λ 类似，在以上两层模式中已解释过。

3. Ekman 数 E_V

$$E_V = \frac{A_z}{fh^2}$$

设直角坐标轴如以前一样，x 轴与海岸垂直，y 轴与海岸平行，z 轴垂直向上，那么模式基本方程为

$$\frac{\partial u}{\partial t} - fv = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} + A_l\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + A_z\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \qquad (7.2\text{-}29)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + fu = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y} + A_l\frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + A_z\frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \qquad (7.2\text{-}30)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \qquad (7.2\text{-}31)$$

密度守恒方程为

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u\frac{\partial \rho}{\partial x} + w\frac{\partial \rho}{\partial z} = K_l\frac{\partial^2 \rho}{\partial x^2} + K_z\frac{\partial^2 \rho}{\partial z^2} \qquad (7.2\text{-}32)$$

式中，K_l、K_z 分别为密度的水平和垂直扩散系数。在这些方程中，设 A_l、A_z、K_l 和 K_z 都不随空间位置而变化。

压力 p 由下式给出：

$$p = p_a + g\rho_0\zeta - g\int_0^z \rho \mathrm{d}z \qquad (7.2\text{-}33)$$

通过对方程(7.2-33)的微分，能得出方程(7.2-29)和(7.2-30)中的$\frac{\partial p}{\partial x}$和

$\frac{\partial p}{\partial y}$的值。

(二) 设想模式

这里,对 Allen 所得的解析解不叙述,但以它们为依据,提出具有下列特征的设想模式。

1. 持续几天到一、二个星期的上升流方程,叠加在具有季节性变化的准稳态的环流上。

2. 在准稳态的环流中,上 Ekman 层中存在离岸流,在该层下面,存在与沿岸向压强梯度保持地转平衡的向岸流。这个向岸流不一定在各深度上是一致的,但可有一个斜压分量在大陆架上相对浅的水中,向岸流有集中于海底 Ekman 层的趋势。

3. 在风生上升流的一个过程中,要区分以下特征:

(1) 时间尺度为 f^{-1}中,即大约 1 d 的时间内,首先发生表层流和 Ekman 输送,Ekman 层以下的向岸流最初几乎不随深度变化。

(2) 以下几种情况为海流旋转加强时间:海面倾斜、近岸海面下降;沿岸流及底 Ekman 层的时间尺度为 $E_V^{\frac{1}{2}}$,即为典型的 3 d 的量级。

(3) 垂直上升的运动发生在从海岸到宽度等于 Rossby 变形半径的区域。与此同时,等密度面朝海岸上方弯曲,合成的压强梯度引起沿岸流增大,即导致沿岸射流发生。

(4) 在时间尺度为 T_h 条件下,即

$$T_h=\frac{h^2N^2}{f^2K_l}$$

密度和动量的水平梯度很显著,T_h 是典型的 25 d 的量级。

4. 当风停止或变得很弱时,海水运动出现逆变化:

(1) 海面 Ekman 漂移几乎立刻停止并转向,在表层海水变为向岸运动,在表层之下变为离岸运动。

(2) 沿岸流和底 Ekman 层中的流动减弱较为缓慢。

(3) 倾斜的等密度面复原也较缓慢。

Hamilton 和 Rattray 的数值模式考虑到水深在大陆架上的变化,也包含了作为局地理查森数函数的垂直涡动粘滞系数和扩散系数。在时间 $t=0$ 时,风应力突然作用的许多旋转加强的实验,定量地证明了 Allen 模式中所示的特征。人们发现,在倾斜的大陆架上,底 Ekman 层中的流动加强,而且能产生跨越大陆架并依赖涡动系数值的二级环流。该模式也适用于非洲西北部沿岸

上升流。考虑到该模式的化简，所计算出的海流和密度场与观测结果很好地吻合。

五、其他方面的模拟

许多上升流模式，包括上一节所讲的那些模式都是二维的，在这些模式中，假定在与海岸平行的方向上，风应力流动状态和密度分布为均匀的。然而，现在许多理论工作者在二层模式中，已经考虑到风沿海岸方向变化和随时间而变的情况。他们指出，可把分界面的垂直运动和两个层次中的流动状态看作是内部 Kelvin 波的生成和传播。在北半球，这种波的传播方向右侧为海岸。因此，假若北风沿大洋东侧的海岸吹刮，那么在一特定位置上产生的上升流起初受到赤道附近的风应力的影响，同时也受到局地风的影响，如果考虑了离岸方向的海底倾斜，那么也可产生陆架波。上层中向赤道流动和下层中向极流动随时间的变化也可通过这些模式再现。扩展这种模式，把分界面到达海面之后的变化也包括进去。M. Suginohara(1977)能够模拟一个锋的形成和为某些观测证实的、与海岸垂直的双向环流系统。

在与海岸垂直的某一个断面上的海流观测很少表明离岸的 Ekman 输送和向岸的补偿流之间平衡。惯常的结论是：平衡是由沿岸方向变化的海流之水平辐合和辐散所维持。这种特征能在考虑海底地形沿海岸变化的模式中再现。J. J. O'Brien(1976)的两层数值模式，包含了俄勒冈外一段距离内海底地形的上升流表达形式。结果表明，在决定上升流的沿岸变化方面，海底地形的变化比海岸线的不规则更为重要。一般来说，在一个与海岸垂直的断面上，不会出现质量平衡。例如，一条水下海岭向离岸方向延伸，海岭以北(迎风面)有净离岸输送，海岭以南(背风面)有净向岸输送。

第三节 上升流数值计算、压强项处理与射流性质

一、模型的建立

尽管三维海流模式纷纷问世，水平和垂直分辨率愈来愈细，但是这里介绍的二维模型仍有许多特点可以借鉴，对射流形成机制和特征有较好的揭示。选用左手坐标系如图 7.3-1 所示，x 轴垂直于海岸向外，y 轴与岸线重合且在 x 轴左方 90°角，z 轴垂直于海平面向下，坐标原点取在平均海平面与岸线相交处。依照上述物理模型，采用地球流体动力学方程组、连续方程和密度扩散

方程，使用静压近似，不可压近似和 Boussinesq 近似，并取 $\rho_0=1$。将湍流摩擦项和湍流扩散项使用常系数 A_l、A_z 和 K_l、K_z 参数化。由于使用密度扩散方程已隐含了密度为温度和盐度的线性函数这一假定。去掉各量在 y 轴方向上的变化，得到下列方程组：

$$\frac{\partial u}{\partial t}+\frac{\partial uu}{\partial x}+\frac{\partial wu}{\partial z}-fv=-\frac{\partial p}{\partial x}+A_l\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}+A_z\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \tag{7.3-1}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t}+\frac{\partial uv}{\partial x}+\frac{\partial wv}{\partial z}+fu=A_l\frac{\partial^2 v}{\partial x^2}+A_z\frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \tag{7.3-2}$$

$$0=-\frac{\partial p}{\partial z}+\rho g \tag{7.3-3}$$

$$\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial w}{\partial z}=0 \tag{7.3-4}$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}+\frac{\partial u\rho}{\partial x}+\frac{\partial w\rho}{\partial z}=K_l\frac{\partial^2 \rho}{\partial x^2}+K_z\frac{\partial^2 \rho}{\partial z^2} \tag{7.3-5}$$

为了以后讨论方便，我们给出方程(7.3-1)和(7.3-2)的无量纲形式，取

$$\begin{aligned}&x=Lx',\ z=Dz',\ t=Tt',\\&(u,v)=U(u',v'),\ w=\frac{UD}{L}w'\end{aligned} \tag{7.3-6}$$

式中，带撇的量为无量纲变量，L、D、T、U 和 ΔP 分别为水平长度、垂直长度、时间、水平速度和水平压差的特征尺度，将 7.3-6 式代入 7.3-1 和 7.3-2，得无量纲方程为

$$\left.\begin{aligned}&R_T\frac{\partial u'}{\partial t'}+R\left(\frac{\partial u'u'}{\partial x'}+\frac{\partial w'u'}{\partial z'}\right)-v'=\\&-\frac{\Delta P}{fLU}\frac{\partial p'}{\partial x'}+E_x\frac{\partial^2 u'}{\partial x'^2}+E_z\frac{\partial^2 u'}{\partial z'^2},\\&R_T\frac{\partial v'}{\partial t'}+R\left(\frac{\partial u'v'}{\partial x'}+\frac{\partial w'v'}{\partial z'}\right)+u'=\\&E_x\frac{\partial^2 v'}{\partial x'^2}+E_z\frac{\partial^2 v'}{\partial z'^2}\end{aligned}\right\} \tag{7.3-7}$$

其中，$R_T=1/fT$ 为时间变化项系数，R 为 Rossby 数，E_x 和 E_z 分别为水平和垂直 Ekman 数。

二、水平压强梯度项的计算

利用(7.3-1)和(7.3-5)式的主要困难在于水平压强梯度项$\frac{\partial p}{\partial x}$的确定，将(7.3-3)式对 z 积分，有

$$p = p_a + \int_{-\zeta}^{z} \rho g \mathrm{d}z \tag{7.3-8}$$

再对 x 求导数，得到

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \left(\frac{\partial p_a}{\partial x} + \rho_{-\zeta} g \frac{\partial \zeta}{\partial x} \right) + \int_{-\zeta}^{z} g \frac{\partial \rho}{\partial x} \mathrm{d}z \tag{7.3-9}$$

虽然(7.3-8)和(7.3-9)式为压强和压强梯度的表达式，但在层化情况下无法用它们计算压强。从(7.3-9)式可以看出，压强分布既与密度结构有关，又依赖海面升高 ζ 的取值，但是，ζ 与水深相比很小，用(7.3-9)式无法通过直接的数值积分近似计算，括号中与水位有关的项仍然无法求出。这是迄今为止上升流数值计算的主要困难之一。

对此，景振华等(1984)提出了一个方案，采取类似于全流的方法，先通过速度场与密度场计算水平压强梯度，然后将其代入(7.3-1)式计算速度场。其方法是：先从海面到海底积分(7.3-9)式，得

$$-\left(\frac{\partial p_a}{\partial x} + \rho_{-\zeta} g \frac{\partial \zeta}{\partial x} \right) = -\frac{1}{h+\zeta} \int_{-\zeta}^{h} \frac{\partial p}{\partial x} \mathrm{d}z + \frac{g}{h+\zeta} \int_{-\zeta}^{h} (h-z) \frac{\partial \rho}{\partial x} \mathrm{d}z \tag{7.3-10}$$

另从海面到海底积分(7.3-1)式，得

$$\int_{-\zeta}^{h} \frac{\partial p}{\partial x} \mathrm{d}z = \frac{\partial}{\partial t} \int_{-\zeta}^{h} u \mathrm{d}z + \frac{\partial}{\partial x} \int_{-\zeta}^{h} uu \mathrm{d}z - f \int_{-\zeta}^{h} v \mathrm{d}z - A_l \int_{-\zeta}^{h} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \mathrm{d}z - \left(A_l \frac{\partial u}{\partial z} \right)_h + \left(A_z \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{-\zeta} \tag{7.3-11}$$

把(7.3-11)式代入(7.3-10)式，再利用(7.3-9)式便得到水平压强梯度的表达式为

$$-\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{1}{h+\zeta} \Big[\frac{\partial}{\partial t} \int_{-\zeta}^{h} u \mathrm{d}z + \frac{\partial}{\partial t} \int_{-\zeta}^{h} uu \mathrm{d}z - f \int_{-\zeta}^{h} v \mathrm{d}z - A_l \int_{-\zeta}^{h} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \mathrm{d}z + \left(A_z \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{-\zeta} - \left(A_z \frac{\partial u}{\partial z} \right)_h + \int_{-\zeta}^{h} (h-z) g \frac{\partial \rho}{\partial x} \mathrm{d}z \Big] - g \int_{-\zeta}^{h} \frac{\partial \rho}{\partial x} \mathrm{d}z \tag{7.3-12}$$

(7.3-12)式右端的一切项都可由直接的数值积分或利用边界条件直接确定，从面成为计算水平压强梯度的有效方法。这一方法不仅在形式上解决了水位变化十分敏感不易求出的困难，而且揭示了更深刻的物理意义。第一，压强虽然是一个状态参量，但仅仅它的斜压部分可由状态方程确定，而正压部分

必须借助于其他状态参量才能得出，这就是我们无法由(7.3-8)或(7.3-9)式计算压强的原因。(7.3-12)式把压强与流场、密度场联系起来正确地体现了压强的这一物理特性。第二，(7.3-9)式把压强梯度的正压部分与斜压部分分开了，但没有体现出流场的斜场性对压强正压部分的影响。事实上，质量分布的不均匀直接影响水位梯度。(7.3-12)式方括号中的最后一项体现了这一影响。第三，(7.3-12)式还说明，水位变化不是简单的 Ekman 输运的结果，而是要取决于非线性、底形、摩擦、层化等诸因素，表明了风生输运过程的复杂性。

三、沿岸射流

在上升流中一个非常重要的现象是所谓"射流"。下面通过计算，对射流与各因素的关系进行下述分析：

(一) 非线性作用

图 7.3-1 的曲线Ⅰ表示在密度均匀、没有非线性作用的、海中流速 v 的水平分布。曲线Ⅱ表示密度层化、但仍没有非线性作用的流速分布。曲线Ⅲ是有非线性作用的流速分布情况。

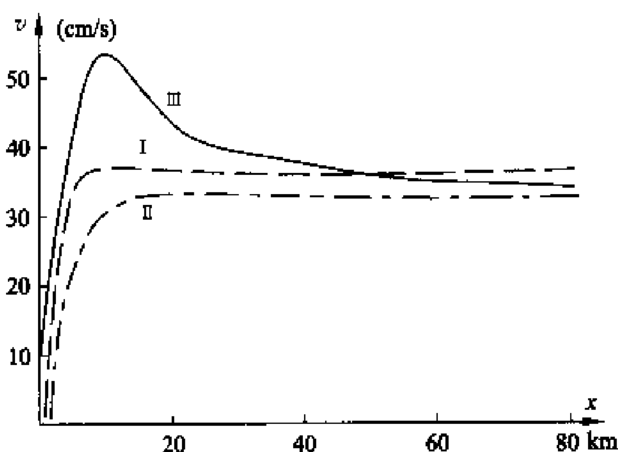


图 7.3-1 斜底海洋的射流Ⅰ和Ⅱ分别为没有非线性作用时，在均匀海和层化海中的沿岸流，Ⅲ为有非线性作用情况（景振华等，1985）

由此可见，在近岸流系，非线性作用是最基本的因素之一。如果略去一切非线性项，那么，沿岸不会产生射流。非线性项之所以重要，一方面是由于尽管在运动方程中的非线性项的量级比科氏力项小，但在密度扩散方程中垂直平流项的量级最高，成为斜压运动的机制。另一方面，是由于非线性作用体现

了一定摩擦状态下的能量迁移机制，也就是说，以摩擦力作用范围为特征尺度的较小的涡，为了克服摩擦的作用而维持运动的进行，只有通过非线性作用从流场吸收能量。

（二）水平湍流摩擦的影响

水平湍流摩擦系数的选取具有很大的任意性，早期理论工作者往往将其取为 10^8，以期使水平湍流摩擦项与垂直湍流摩擦项同量级。在近年来的理论工作中，A_l 多被取为 10^5 或 10^6。我们选为 10^5、10^6、10^7 和 10^8 分别进行了计算，结果如图 7.3-2 所示。

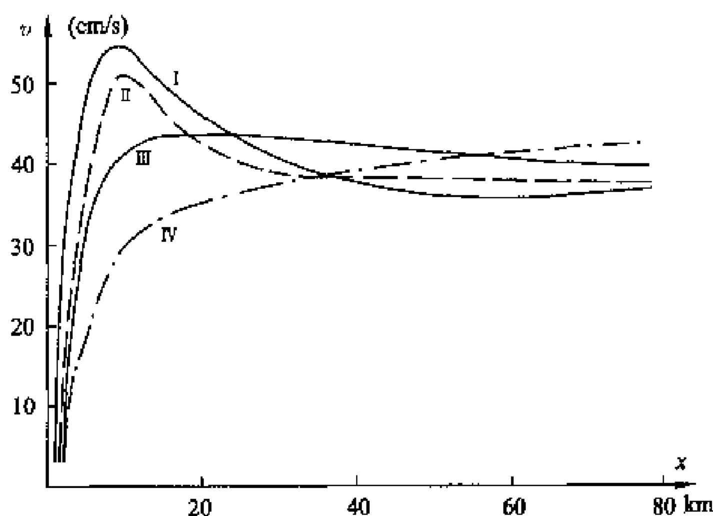


图 7.3-2　A_l 的选取对射流(表层)的影响，曲线Ⅰ、Ⅱ、Ⅲ、Ⅳ分别为 A_l 取 10^5、10^6、10^7、10^8 时的情况（景振华等 1985）

A_l 取 10^5 时(曲线Ⅰ)射流最强，流幅也最窄，随着 A_l 值的增大，射流不断减弱宽度也增大。

（三）底摩擦的影响

在较浅的陆架上，底摩擦会强烈地消耗水平流动的动能。图 7.3-3 的实线和虚线分别表示在海深为 20 m 和 50 m 时，5 m 层中沿岸流速的水平分布。

可见，在海深 50 m 情况下，摩擦没有显著影响，射流很强。海深 20 m 时，摩擦起了重要作用，射流完全消失。在美国和秘鲁沿岸，海岸倾斜很大，所以那里的射流经常被观测到。但在东中国海这样的陆架海，离岸几十千米仍然是很浅的，射流完全可能由于底摩擦的作用而不出现。

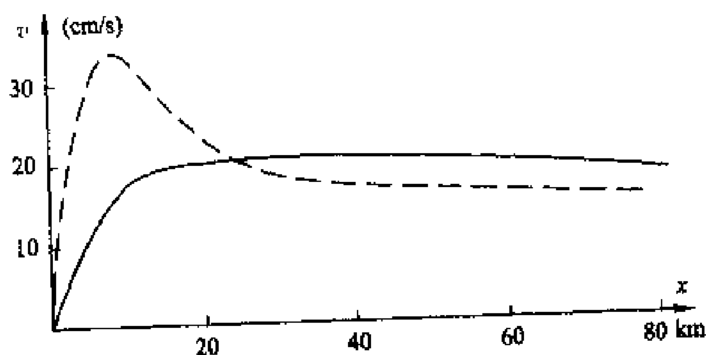


图 7.3-3 底摩擦对 5 m 层射流的影响,实线和虚线分别为近岸海深 20 m 和 50 m 的情况（赵进平等,1985）

(四) 风应力旋度的影响

图 7.3-4 的曲线表示,有旋度风应力使射流加强。

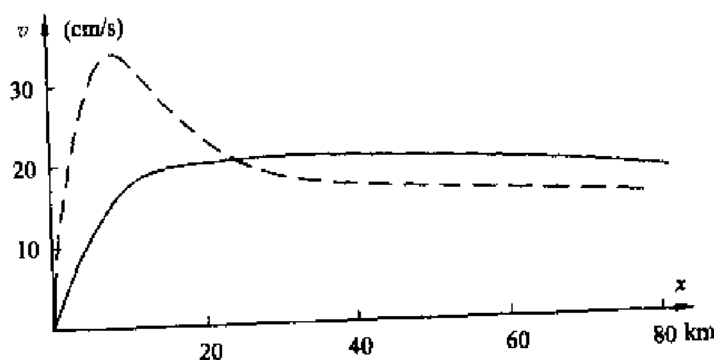


图 7.3-4 风应力旋度对 5 m 层射流的影响,实线和虚线分别表示风应力在无旋和有旋的情况（赵进平等,1985）

关于射流的存在区域,研究者看法不一。Allen (1973)等人认为存在于 Rossby 变形半径之内,Garvin (1973)认为存在于侧向粘性边界层之外。

如取$\frac{\partial\rho}{\partial z}=0.01/100$ m, Rossby 变形半径为

$$R=\sqrt{(g/\rho)(\Delta\rho\cdot h)}/f\approx 30.35\ \text{km} \tag{7.3-13}$$

如取 $A_l=10^5$,仿照垂直粘性 Ekman 层厚度的公式 $D_0=\pi\sqrt{2A_z/f}$,得侧向粘性边界层厚度为

$$D_l=\pi\sqrt{2A_l/f}\approx 1.4\ \text{km} \tag{7.3-14}$$

综合其他作者的意见,可以得出以下认识:射流一般存在于粘性边界层之外和 Rossby 变形半径之内。Rossby 半径在运动中变化很小,可近似看成是射流的外界,射流情况几乎要由海水的湍流运动状态决定,摩擦越强,粘性层越厚,射流越弱。当 $A_l=4\times10^7$ 时,粘性层厚度等于 Rossby 变形半径,射流完全消失。

第四节　中国海的升降流

一、升降流之成因

中国沿岸海域是沿岸上升流的多发区。渤、黄海域,东海陆架区,台湾海峡,以及南海沿岸都存在众多的升降流区。其形成原因有以下几种。

(一) 季风成因

中国沿岸海域地处东南亚季风区,夏半年盛行东南风和西南风,风向大致和海岸平行。离岸的 Ekman 输送,必然形成近岸上升流。例如,浙江沿岸、福建中北部、广东沿岸、海南岛东部沿岸等。由于广东沿岸夏季盛行西南风,风向与海岸线平行。6 月,4 级以上西南风出现频率为 76%、7、8 月,4 级以上西南风出现频率分别为 42%、52%。因此,夏季是上升流强盛期。仔细划分可分为粤西、粤东两部分:粤西上升流区,西邻琼州海峡东口,东至珠江口西缘;粤东上升流区,西从香港起,沿着海岸向东北,直到福州附近。这两个区域共同之处,一是上升流起因一样,都是侧向 Ekman 输送引起的;二是跃层之下,都是明显低温区:30 m 厚、离岸 100 km 范围以内,温度低于 24℃。这两个区域相异之处,是粤西表层温度高,粤东表层温度低。粤西表层温度经常达到 30℃以上,看不出低温范围,而粤东表层温度普遍低于外海,最低温度区位于汕头附近,也只有 25~26℃左右。它表明粤东上升流要强于粤西上升流。这就是长期以来人们多谈论粤东上升流而忽略粤西上升流的缘故。

(二) 地形影响

很多海域的上升流出现范围、强度和存在时间,并不能单独用风生来解释。它们存在和地形有关。陆架区地形的抬升,海岸侧(底)的摩擦作用,岬角地形和绕岛环流等都能造成上升流。例如,山东半岛、辽东半岛顶端,台湾海峡中一些近岛和浅滩附近常年存在上升流,与地形有密切关系。

(三) 风与地形的联合影响

除去岬角地形可以算作上升流单因子成因之外,许多上升流并非单因子

作用结果，而是多因子联合作用才形成。例如，前述的浙江沿岸上升流就是如此。此外，粤东上升流、海南岛东部下降流、香港东南部下降流，都是风海流和地形联合作用的结果。下面仅以海南岛东部反气旋涡的形成作为例子加以说明。

1. 地形作用

在海南岛东南部，1 000 m 等深线呈一舌状从东向西延伸，但是不能绕过西沙群岛，因为西沙群岛西部浅于 1 000 m。自东向西的陆坡水总是沿着深槽向西运动，到了西沙群岛北部，受浅地形阻隔，一部分向北侵入 1 000 m 以上陆坡。根据涡度守恒原理，由于深度变浅，北部要产生一个负涡度才能平衡。于是反气旋涡形成(图 7.4-1)。由图可以看出，在 18° N、110°～112° E 这个范围，有两个反气旋涡形成。

海水沿地形的爬升运动，可以导致涡度的改变。位涡守衡公式为

$$\frac{f+\zeta}{H}=C$$

式中，f 为科氏参数，ζ 为海水位涡，H 为水深，C 为常数。由式中可以看出，只要深度变浅，ζ 就要减小，即产生相对负涡度。应该说，这里地形产生的负涡度是永久性的。

2. 季风沿岸流影响

海南岛东部，冬季沿岸流自东北而西南，和反气旋涡运动方向相反，削弱反气旋涡的强度，甚至使反气旋涡完全消失。即使如此，1～2 月平均海流图上仍然能够看出这个反气旋涡的存在 。夏季沿岸流自西南向东北通过海南岛东部，和反气旋北缘海流运动方向一致，形成典型的锋面涡旋。地形与锋面联合作用，反气旋涡得到加强。4～6 月面积较小，7～9 月面积最大。

二、上升流是营养盐高值区

表 7.4-1 中给出海南岛东部上升流区平均磷酸盐($mol \cdot m^{-3}$)含量的月变化，可以看出全层平均磷酸盐有两个主要特征：

12～1 月，平均磷酸盐含量超过 0.3 $mol \cdot m^{-3}$，比三亚外海和北部湾北部高出 1 倍以上，这种情况的出现，主要受冬季沿岸流的影响。4 月，20° N 处磷酸盐开始升高，5～8 月，磷酸盐含量普遍升高，几乎和冬季相当，这是由于上升流引起的。

表 7.4-1 海南岛东部全层平均磷酸盐($mol\cdot m^{-3}$)含量的月变化

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
19° N	0.38	0.16	0.16	0.18	0.22	0.37	0.36	0.25	0.26	0.21	0.14	0.30
19.5° N	0.34	0.09	0.16	0.15	0.16	0.28	0.30	0.18	0.19	0.16	0.18	0.36
20° N	0.38	0.17	0.14	0.20	0.26	0.31	0.34	0.23	0.21	0.21	0.19	0.39

三、下降流和其典型特征

(一) 两个反气旋涡空间位置

以海南岛为例，介绍下降流分布和影响强度。

1. 海南岛东部反气旋涡

它位于南海北部陆架区边缘，夏季(4～9月)最强盛，是影响整个水层的涡旋。这个反气旋涡呈椭圆形结构，中心位置在19° N、112° E，从西南向东北方向延伸(长轴方向)约200 km，从东南向西北方向(短轴方向)仅有120 km。表层速度约0.10 m/s。这是一个低盐暖水涡(图7.4-1)。

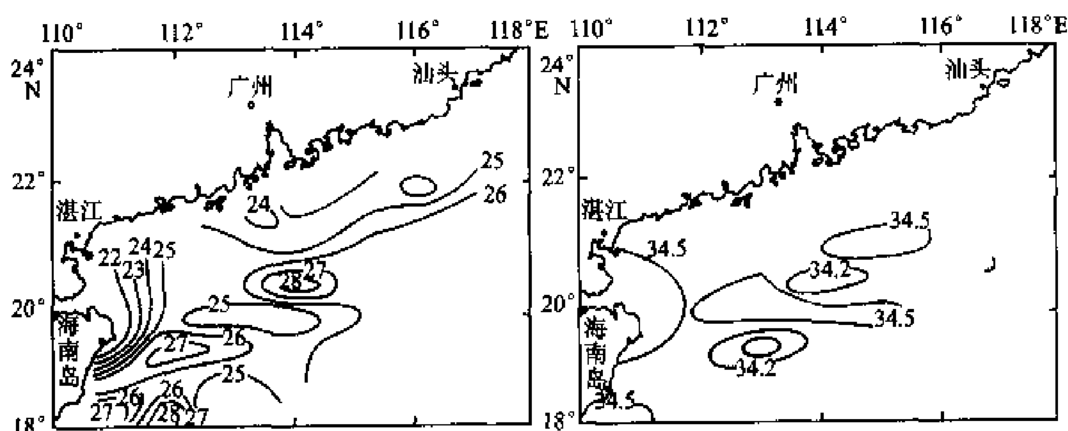


图 7.4-1 1984 年 6 月 30m 层温度、盐度分布

(a) 温度 (b) 盐度

2. 香港东南面反气旋涡

它位于南海北部陆架区边缘，夏季(4～9月)最强盛，是影响整个水层的涡旋。和海南岛东部反气旋涡旋一样，也是一个椭圆形结构，从西南向东北方向延伸(长轴方向)约250 km，从东南向西北方向(短轴方向)仅有100 km。占据位置在20° N～22° N、114°30′ E～117° E。受东沙群岛地形影响，流速分布较乱，北缘流速较强，约为0.10 m/s；南缘流速较弱，约为0.03 m/s。涡的中心在21° N、116° E附近(图7.4-2)。也是低盐暖水涡。

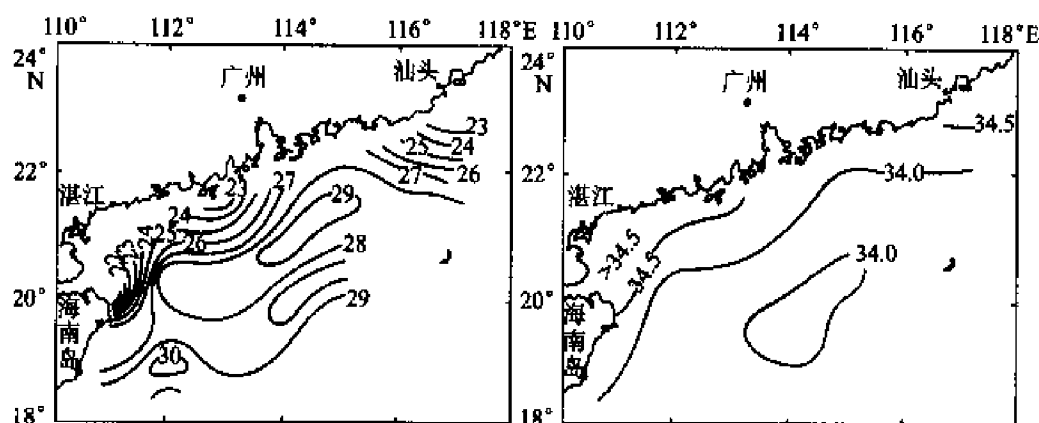


图 7.4-2 1984 年 8 月 30 m 层温度、盐度分布
(a) 温度 (b) 盐度

(二) 反气旋涡温盐垂直分布特征

和气旋涡的上升流区相反,反气旋涡中心海水辐合而下沉,于是就形成高温、低盐、低密度特征。表 7.4-2 是海南岛东部反气旋涡中心的夏季垂直温度与盐度分布。为了便于比较,表中同时列出周围非下降流区相同层次温度、盐度的数值。

表 7.4-2 海南岛东部反气旋涡中心温度(℃)、盐度与涡外温度、盐度分布对比

		2 月		4 月		6 月		8 月		10 月		12 月	
		涡中	涡外	涡中	涡外	涡中	涡外	涡中	涡外	涡中	涡外	涡中	涡外
温度	0 m	22.16	21.12	27.47	26.39	28.34	27.17	28.78	28.05	27.39	27.27	23.41	23.13
	10	22.08	21.19	27.28	22.43	28.35	27.18	28.50	27.95	26.71	26.15	23.44	23.13
	20	21.88	21.18	24.30	21.81	28.40	26.23	28.49	27.92	26.60	26.42	23.47	23.13
	30	21.88	21.08	23.60	20.75	27.56	25.22	28.39	27.06	26.52	26.67	23.45	23.15
	50	21.17	21.02	22.79	20.08	24.24	21.20	26.52	23.09	26.37	26.34	23.45	23.13
	75	20.45	20.68	21.05	19.99	20.96	18.92	22.07	22.55	24.01	26.35	23.45	23.13
	平均	21.62	21.05	23.92	21.90	26.31	24.32	27.13	26.10	26.27	26.53	23.45	23.13
盐度	0 m	34.42	34.48	34.04	34.41	34.33	34.23	33.90	28.62	33.91	34.01	34.04	34.16
	10	34.44	34.50	34.17	34.45	34.45	34.26	33.96	33.89	33.88	34.00	34.05	33.94
	20	34.45	34.51	34.35	34.41	34.25	34.38	33.96	33.98	33.83	33.96	34.05	34.03
	30	34.47	34.50	34.50	34.45	34.25	34.45	34.03	34.22	33.90	34.01	34.06	33.98
	50	34.51	34.51	34.57	34.36	34.27	34.70	33.72	34.50	33.88	33.96	34.05	33.92
	75	34.53	34.51	34.42	34.34	34.40	34.77	34.25	34.50	34.24	33.97	34.05	34.12
	平均	34.45	34.50	34.34	34.40	34.46	34.47	33.97	34.12	33.94	33.99	34.05	34.03

由表中可以很明显地看出：在下降流区，温度高而盐度低；下降流最强时间在4～9月；跃层明显下移：夏季，温盐跃层一般在30 m左右，但是在下降流区，跃层要向下推移到50 m左右。跃层范围加大，跃层强度降低。特别温跃层最明显。

（三）低营养盐特征

下降流区是由表层水汇聚而下沉。表层水是生物主要活动区，营养盐消耗量大，所以整个水柱中营养盐含量显著偏低。我们以海南岛东部反气旋涡中磷酸盐分布作为营养盐的一个指标，在下降流区内外进行对比，以观察它们之间区别（表7.4-3）。

表7.4-3 海南岛东部反气旋涡中心磷酸盐($mg \cdot m^{-3}$)与涡外磷酸盐分布对比

		2月		4月		6月		8月		10月		12月	
		涡中	涡外	涡中	涡外	涡中	涡外	涡中	涡外	涡中	涡外	涡中	涡外
磷酸度	0	1.2	6.1	2.7	3.4	3.0	5.7	2.3	5.0	1.5	5.5	5.3	6.1
	10	1.3	5.9	3.2	3.7	2.6	6.2	2.2	5.3	1.8	6.2	5.1	5.7
	20	2.0	6.6	3.8	5.3	2.3	7.6	1.9	5.3	1.5	6.5	4.9	5.4
	30	1.9	7.8	5.1	5.9	3.8	8.1	1.6	5.0	2.0	6.5	2.4	5.0
	50	13.0	7.0	5.3	6.8	4.9	10.0	1.6	4.9	2.0	6.5	2.7	5.0
	75	18.0	7.0	6.5	7.3	5.4	13.0	1.6	4.9	5.3	6.6	2.6	5.0
	平均(m)	6.2	6.7	4.4	5.4	3.7	8.4	1.9	5.1	2.4	6.3	3.8	5.4

从上表中可以看出：下降流区磷酸盐的含量总是低于非下降流区；营养盐含量变化落后于下降流强度的变化，下降流最明显的是4～9月，但是，磷酸盐全层平均最低是5～10月。这种现象与垂直运动流速缓慢有关；下降流区磷酸盐最贫乏的是夏季及秋季，平均含量只有非下降流区磷酸盐含量的41%，在海域中形成自西南向东北的、宽约50 km的磷酸盐最贫乏带，同样也可能是浮游生物、游泳生物的贫乏带。

第八章　浅海海流

第一节　浅海海流定义与特征

浅海海流是发生在浅海的一种非周期性海水流动，通常把浅于 200 m 的水域都称为浅海。

一般来说，浅海海流可以由风的吹刮、海水密度分布不均匀、降水或大陆径流使海面形成一定坡度等因素引起，也可以由深海海流流入浅海的分支而形成。

浅海海流和深海海流本质上没有区别。其研究方法和运动方程基本上相同，但仍然有自己的一些特点。

一、底摩擦效应对海流运动有显著影响

研究浅海海流时，无论是严格的理论推导，还是用电子计算机进行数值计算，都不能忽略海底摩擦的存在，只是在处理方式上略有不同，有时假定底摩擦力和流速成一定关系或海底上流速为零。由于底摩擦的存在，海流一部分动能转变为热能，降低了流速。对于风漂流来讲，由于底摩擦的作用，表层流向对风向的偏角 α，实际小于 45°，海越浅，偏角越小，它和海深 h 及摩擦深度 D 有如

下关系(表 8.1-1):

表 8.1-1　h/D 之比值与表层流向对风向的偏角 α 关系

h/D	1/10	1/4	1/2	3/4	1	2	········	∞
偏角 α	3.7°	21.5°	45°	45.5°	45°	45°		45°

$$D=\pi\sqrt{\frac{A_z}{A_z\omega\sin\varphi}}$$

式中 A_z 是垂直方向涡动混合系数。海水深度 h 等于 $1.25D$ 时,漂流运动的特征和无限深的海洋中风漂流完全一致。因此有人提出,$h<1.25D$ 的海区中的风漂流为浅海漂流。

二、有强的季节性变化

造成季节性变化的因子是季风、降水、蒸发、大陆径流、结冰和融冰等。浅海海流有显著的季节性变化。

由于这些海域靠近大陆,风场有显著季节变化。季风对大陆边缘的浅海区海流有显著影响。例如,东中国海位于亚洲东岸中纬度区域,夏季盛行东南风,冬季则盛行西北风。浙江、福建的沿岸流,冬季携带长江等江河冲淡水经台湾海峡进入南海,但夏季这种海流几乎消失。

此外,阿拉伯湾及索马里海岸和非洲的西海岸一些浅海海域,海流都受到季风的影响而呈现显著季节性变化。

风的作用可以影响整个水层。在渤海这样的浅海,风的搅拌作用有时可以直达到海底;在东海,风的搅拌虽然只达到几十米深,但由于上层水辐合或辐散产生的下层水的补偿流动也可达到海底。从风作用于海面开始到下层水与上层水同步流动为止这段时间称为响应时间。在大洋,这种响应时间有时可达几个月,甚至几年,近似可看作无限长。浅海的海深越浅,响应越快,响应时间在几十分钟至几天之间。

降水、蒸发和径流也有明显的季节性变化,能影响表层海流。

结冰与融冰变化也会影响浅海海流的消失与增长。如果冬季结冰严重,则春季融冰之后,流速就比较强,反之亦然。

三、地形和非线性效应不能忽略

在许多陆架上,沿陆架方向的低频流(次潮流)大于横陆架流一个量级或更多。为了研究方便,通常假定海岸线平直,向海方向深度逐渐增加。

海流沿着等深线运动,可以用在旋转流体中势涡度守恒来解释。在正压

地转流(稳定、线性、无摩擦、定常旋转)中，Taylor－Proudman 理论表明，速度不能随深度而变，所以海流要沿着等深线流动。

实际的海岸线不一定很直，等深线也不一定和海岸平行。许多陆架的沿岸尺度相当或小于跨陆架尺度。海角、水下谷地、水下浅滩和水道都是这方面最典型例子。

根据前面研究，如果 R_0，E_V 很小，地转平衡占优势，海流将近似沿着等深线运动。然而，地转并不总是占优势，有时非地转起着主要作用。跨陆架流甚至大于沿陆架流。跨陆架流和沿陆架流都会受到非地转因素影响而变化。海流变成三维，或者非线性。

一个低频信号(风生或其他原因引起)沿陆架传播，通常是以陆架陷波出现。它的基本理论是频率很低和 $\delta \ll 1$ 的假定。理论推导的结果，已被沿岸流、海平面和海底压强的观测所证实。然而，δ 如果变成 1 或者更大，那么跨陆架速度随着时间局地变化项$\left(\frac{\partial u}{\partial t}\right)$就不能忽略。因此，陆架陷波也就不能近似看成长波(沿岸流是非地转的，短波将要被激发)。如此一来，长的陆架陷波能量将要分散成一系列短尺度陆架陷波能量。大量理论研究表明，这一结论是正确的。但是，很少能直接观测到这种发散现象。Griffin 和 Middleton (1986)在澳大利亚东部 Fraser 岛附近直接观测到陆架陷波传播过程中从第一模态变成第二模态的现象。由于大多数陆架信号的非周期性，以及其他过程引起的小尺度流的存在，很难区分陆架陷波的发散现象，也很难比较理论与观测结果。当前研究表明，在稳态沿岸流存在情况下，陆架陷波的发散可以产生更强的散射和大的更短暂模态(被捕捉在地形区域里)。

令人惊奇的是，短的沿岸流，也可以借助次惯性震荡的地形调整，产生或增强陆架上平均流。沿陆架流动的海流，经过海角、水下峡谷或其他短的岸线时，可以以地形 Rossby 波和陆架陷波形式，产生背面波。当然，只有在强迫流等于和小于自由波的相速度时才能产生这种波。

由于陆架陷波总是气旋式运动(在北半球，海岸总在运动方向右面)，所以背面陆架陷波只能在海流呈反气旋运动时形成。背面波的激发，又会对反气旋流动产生正向曳拉。这意味着，一个对称的低频震荡沿岸流，将经历非对称的曳拉。

如果海岸弯曲大，沿岸流将离开海岸，形成一种复杂的流动，如大的蛇动和孤立涡出现(Garrett，1995)。在海角处，海流绕过海角要减速，导致沿岸压强梯度力反转。近岸浅水中，摩擦力是重要的，所以，海流必须反向，以平衡压强梯度力。大的涡旋形成和离岸运动，输送质量和动量，对海流产生一个附加

的曳拉,增加跨陆架交换。

沿着直立墙流动的淡水密度流经过尖锐拐角时,也会产生离岸运动。离心力推动海流离开海岸,但是,科氏力则把海流推回海岸。这两种力量争斗的结果,使界面在海岸处下降或上升。如果上升流很强,界面离开岸墙向外运动,形成傍岸的、较大的半永久涡旋。密度流绕过涡旋向前运动,并向直立墙靠近。有时半永久涡旋也能够脱离海岸。

如果离开海岸的海流是不稳定的,伴随着它将出现许多小尺度特征:如中尺度涡、喷射、丝状结构等。海流在起伏的海底流过时,在海底隆起部分的上方,各层海流都向右偏转,在海底凹下部分的上方,各层海流将向左偏转。好像在绕过一个无形的柱子。在海底地形发生较大尺度起伏的情况下,还会形成一个个完整的、分立的环流体系。

此外,离岸、向岸风可以产生明显升降流。离岸、向岸风使近岸表层海水流走或堆积,下层海水出现与表层海水相反的方向流动,从而产生升降流。升降流成为浅海环流的重要组成部分;海流流过沿岸海湾,在海湾前部发生辐散,后部发生辐合,海流被弱化。

四、会受到外海强大流系的影响

大陆坡强流的海水密度如果与浅海海水密度差别较大,部分海水会脱离强流,流向浅海。例如,对马暖流、黄海暖流就是如此。浅海海流的速度比陆坡海流小得多,其分布、宽度、深度也比陆坡海流小得多,因而输送的水量也少得多。

入侵大陆架的海流,也要受到地形和季风等因素的影响,产生明显的季节变化和流型的变化。

有些海域,浅海的所有流动之间都是非线性关系,由观测资料不能分解开来,理论研究也必须合起来进行,这正是浅海环流研究的困难之处。

五、河口环流是浅海环流中一个重要组成部分

在浅海的河流入海口都受到潮汐的影响。涨潮时,海水涌入河口,有时上溯到很远的地方;落潮时,海水与河水一起涌向大海。由于河口内的摩擦,落潮时潮流要比涨潮时弱,潮汐余流指向河口里面,而河水密度小,往往浮在上层入海。因此,河口余流场上层向外,下层向里,下层海水在河道里升入上层,一起返回大海。这就是常见的河口二重流现象。

河口的水平流场是复杂的,即有潮摩擦产生的河口两侧的涡旋,也受沿岸流的影响。

总之，尽管浅海海流比深海海流弱，但是，它与军事、航海、工业、渔业、泥沙运动、资源开采、污水排放、废物处理，直到沿岸居民的居住和娱乐都有密切关系。所以对它的研究也是非常重要的。

第二节　潮汐余流

一、潮汐余流产生机制

一般来说，在近岸和河口区域，水质点经过一个潮汐周期之后，并不回到原先的起始位置之上，这是由于定常流、湍流及潮流本身的非线性现象所引起的。K. T. Tee(1976)在对芬地湾的潮流做二维非线性数值模拟的研究中指出，潮汐余流产生是由于：1 非线性底摩擦效应；2 连续方程中的非线性项；3 动量方程中的非线性平流项这三种原因引起的，像芬地湾内一些地带，强潮流和复杂的地形影响能引起强大的惯性效应，它在潮汐余流中起重要作用，因摩擦，底形、边界形状种种原因，潮流出现非线性现象所导致的余流叫潮汐余流。在海区中由潮汐余流产生的环流叫潮汐环流。

潮汐余流的流速可从每秒几厘米到几十厘米。与月平均风生流具有相同的量级。潮汐余流自成环流体系，是浅海环流的重要组成部分。

为了看出运动方程中平流项和水平涡动粘滞所起的作用，姑且忽略地转偏向力并把底摩擦项线性化，于是运动方程和连续方程成为下列形式：

$$\frac{\partial u}{\partial t}+u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial u}{\partial y}=-g\frac{\partial \zeta}{\partial x}+A_l\Delta u-Ku \tag{8.2-1}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t}+u\frac{\partial v}{\partial x}+v\frac{\partial v}{\partial y}=-g\frac{\partial \zeta}{\partial y}+A_l\Delta v-Kv \tag{8.2-2}$$

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x}[(D+\zeta)u]+\frac{\partial}{\partial y}[(D+\zeta)v]=0 \tag{8.2-3}$$

式中，D 是平均海面到海底距离，把 u、v、ζ 和涡度 Ω 统写成一个余流分量与一个周期分量之和：

$$\begin{aligned} u&=\overline{u}+u' \\ v&=\overline{v}+v' \\ \zeta&=\overline{\zeta}+\zeta' \\ \Omega&=\overline{\Omega}+\Omega' \end{aligned} \tag{8.2-4}$$

式中，字母上一划表示它的余流或其他平均分量，带撇的表示它的周期性分量。把它们代入(8.2-1)，(8.2-2)，(8.2-3)式中，消去潮位梯度项，并对一

个潮汐周期取平均，即得潮汐余流的涡度方程为

$$\left(\overline{u}\frac{\partial\overline{\Omega}}{\partial x}+\overline{v}\frac{\partial\overline{\Omega}}{\partial y}\right)+F-A_l\left(\frac{\partial^2\overline{\Omega}}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\overline{\Omega}}{\partial y^2}\right)+K\overline{\Omega}=0 \qquad (8.2\text{-}5)$$

上式中，$\overline{\Omega}=\frac{\partial\overline{v}}{\partial x}-\frac{\partial\overline{u}}{\partial y}$是潮汐余流涡度分量，而 F 是周期性潮流传输给潮汐余流的涡度，它定义为

$$F=\overline{u'\frac{\partial\Omega'}{\partial x}}+\overline{v'\frac{\partial\Omega'}{\partial y}}+\overline{\Omega'\frac{\partial u'}{\partial x}}+\overline{\Omega'\frac{\partial v'}{\partial y}} \qquad (8.2\text{-}6)$$

胶州湾潮汐余流特别明显。为了更清楚地看出潮流与低频流之间关系，我们在图 8.2-1 中画出 J_1、J_2 站每日潮流最大值(实线)与每日平均低频流速(虚线)之间对应关系。由图中可以看出，随着天文潮半月周期的流速增加或减少，低频流同样出现增大和减弱的趋势。

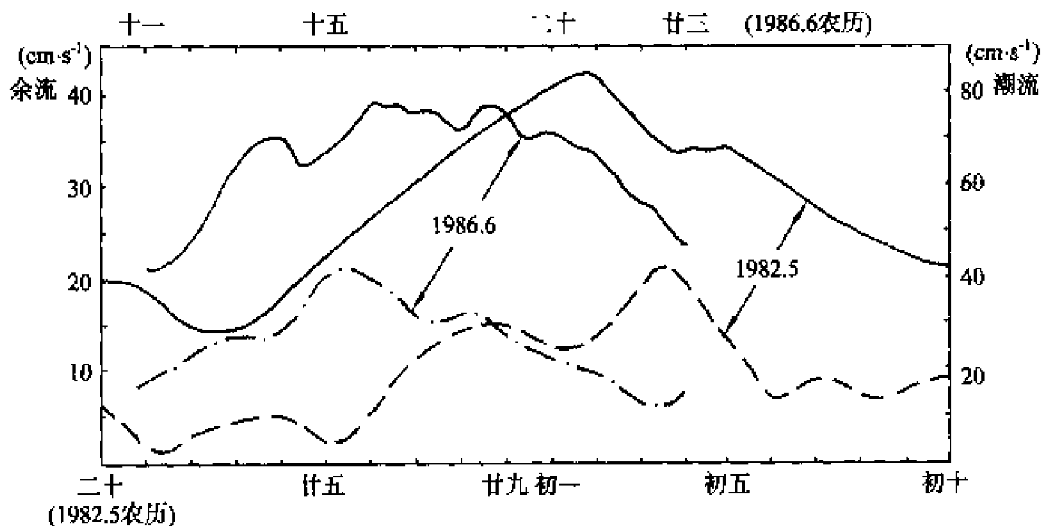


图 8.2-1 胶州湾 J_1、J_2 站日最大潮流与平均余流流速(侍茂崇等，1988)

二、潮汐余流的欧拉与拉格朗日表示方法

海域或海湾中的潮汐余流，近几十年来得到人们的极大重视。它是潮汐动力学中一个新的研究课题，也是浅海海流中一个重要的研究课题。它可以用欧拉方法或拉格朗日方法进行研究，欧拉余流是指对空间固定点来说的，而拉格朗日余流等于欧拉余流加上斯托克斯漂流，它能给出一个流体元的余流。

(一) 欧拉余流

流体动力学方程和连续方程：

$$\frac{\partial\vec{V}}{\partial t}+\vec{V}\cdot\nabla\vec{V}=-\vec{f}\times\vec{V}-g\nabla\zeta+A_l\Delta\vec{V}-v\frac{\vec{V}|\vec{V}|}{h}$$

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \nabla \cdot (hv) = 0$$

式中，$\vec{V}$是直角坐标中水平速度矢量，它在 X、Y 轴的速度分别为 u、v，$h = D + \zeta$。

对观测的或计算的潮流 $\vec{V}$，求一个周期 τ 积分平均值，可得欧拉余流，即

$$\vec{V}_E = \frac{1}{\tau}\int_0^{\tau} \vec{V}\, dt$$

它的求和形式为

$$\vec{V}_E = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} \vec{V}_i$$

式中，$N = \tau / \Delta\tau$。

(二) 拉格朗日余流

设单位宽度的净通量为 $\vec{M}$，那么，

$$\vec{M} = \frac{1}{\tau}\int_0^{\tau} \vec{V}\,(D + \zeta)dt = D\vec{V}_E + \frac{1}{\tau}\int_0^{\tau} \vec{V}\zeta\, dt$$

从而求得

$$\vec{V}_L = \vec{V}_E + \vec{V}_S$$

式中，$\vec{V}_L = \dfrac{\vec{M}}{D}$ 是拉格朗日余流，$\vec{V}_S = \dfrac{1}{D\tau}\int_0^{\tau} \vec{V}\,\zeta dt$ 是斯托克斯漂流。

根据对前芬地湾内段的计算表明，在多数地点欧拉余流比斯托克斯漂流大得多，而拉格朗日余流的环流形式与欧拉余流相近。

拉格朗日方法通常是用浮标放置海面，然后用定位跟踪方法求取不同时刻浮标的位置。

第三节　地形影响和海底边界层

一、水下沟槽的影响

沿陆架的海流遇到小尺度的海底地形，也可以产生新的运动。例如，地转沿岸流遇到穿过陆架的水下峡谷，水柱拉长，相对涡度就要改变，地转平衡破坏，将产生沿着峡谷轴线向上或向下的流动。流的强度和分布形式取决于峡

谷的宽度和海水分层情况(Klinck, 1989)。如果峡谷宽度大于斜压 Rossby 变形半径,旋转影响将是重要的。海流沿着峡谷的轴,在峡谷的边坡上流动,并且按 Rossby 变形半径尺度衰减。如果峡谷宽度小于斜压 Rossby 变形半径,海流将平静地越过峡谷上方,不产生变形。许多人发现,峡谷中水体可以从深处向陆架爬升,成为陆架上一个上升流源。Klinck(1996)指出,越过峡谷的海流流向,对确定峡谷与陆架水交换非常重要。下降流产生弱交换,上升流产生强交换。图 8.3.1 给出 Astoria 峡谷实测的流场。从图中可以看出,在峡谷旁边的流动是顺陆架的,而在峡谷内,海流趋向沿着轴线运动,并且受地形显著影响。图中 1983 年 5~6 月观测值用实箭头表示,1978 年 3~4 月观测值用虚箭头表示。箭头端点值是观测仪器水深(Hickey, 1997)。

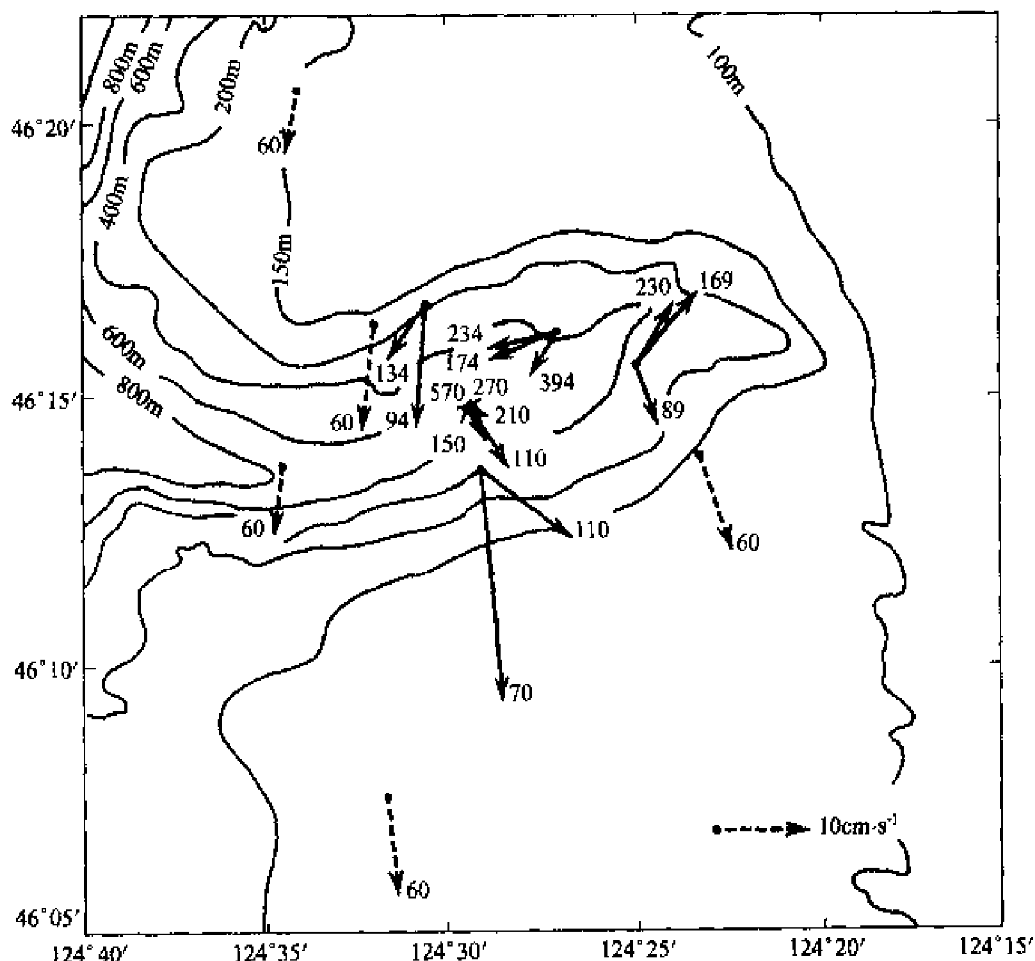


图 8.3.1 Astoria 峡谷(美国西海岸 Columbia 河口)内外,由锚系海流计观测到的海流矢量(Hickey, 1997)

二、岬角效应

港湾与岬角是共生而存在，一个海湾总是由岬角环抱而成，没有岬角的海湾总是接近一平直海岸，因而无船只避风条件可言。此外，由于岬角的存在，才会在海湾内汇集一定的粉砂，构成良好的浴场条件。因此，研究港湾动力条件时总先要注意港湾环流，而研究港海环流时必须要研究岬角的特殊作用。

由于岬角是陆地入海中的一个凸出地形，所以，岬角附近潮流增大，海湾内部潮流速度减弱。

由于岬角附近射流状的海流响应于沿岸水占优势的潮流相，从而引起流速大的局地变化。

由于此海角流的弯曲，海角附近平均海平面会局部下降，与岬角有关的残差环流型，作为岬角所产生的涡度而被潮流平流输出，并转变为平均环流。

例如，用海流计测得的美国的多塞特南岸波兰特角附近水域中潮汐余流环流（在一个半日潮周期内平均海流）就是这样。图 8.3-2(a)为实测资料，图(b)为数值模拟结果：

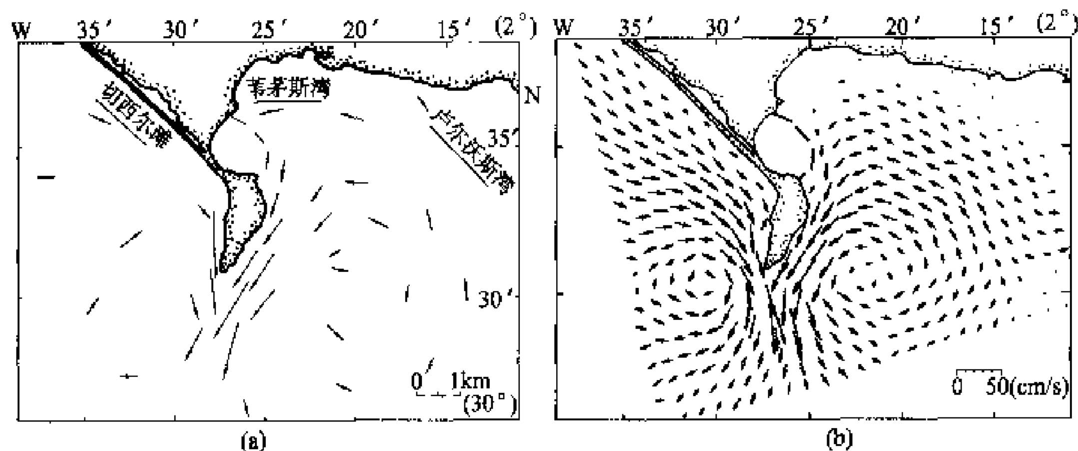


图 8.3-2　波特兰角模拟潮汐余环流(Pingree and Maddock, 1977)

(a) 实测　(b) 数值模拟

由图中可以看出，在海角两边形成轴对称的两个涡旋，如果一个人站在海角上面向海而立，那么，在人的左边是气旋式涡旋，在人的右边是反气旋式涡旋，这两个涡旋在海角附近辐合，再共同流向外海。因此，这里是余流的强流区。图 8.3-3 是在石臼所的石臼嘴（石臼湾海角）处测得的这样潮汐余流流型。

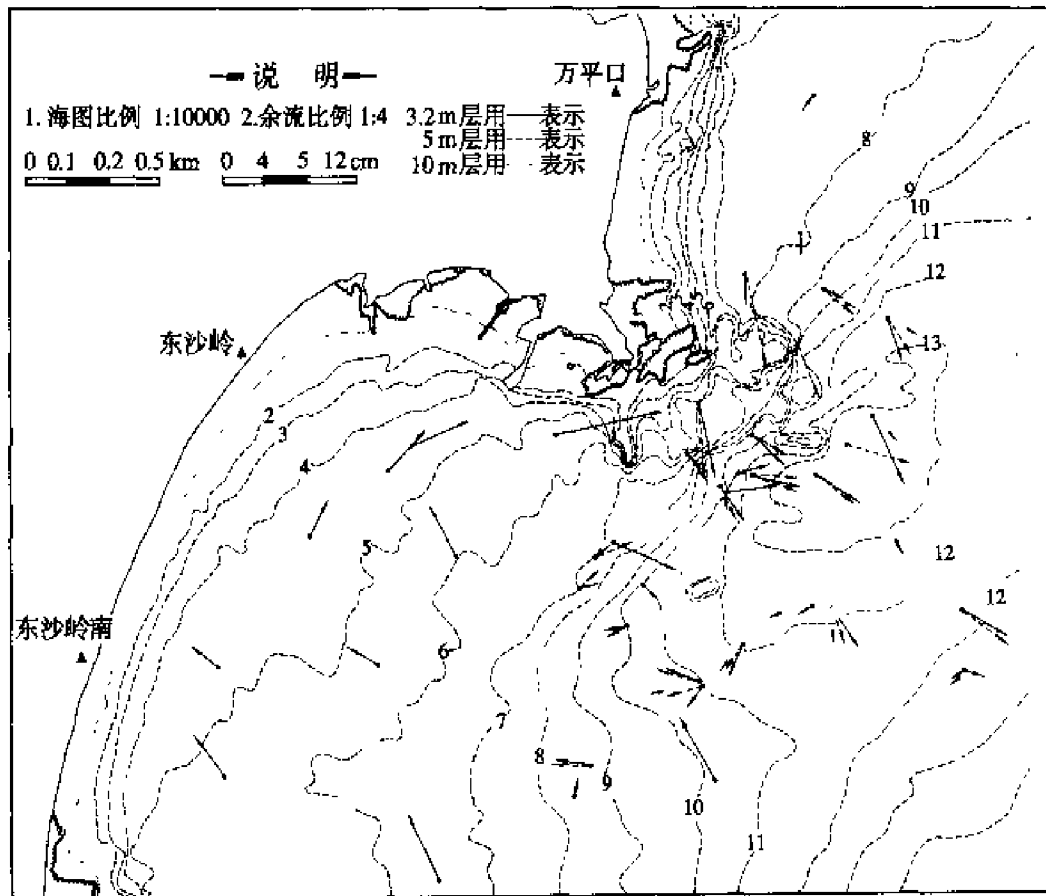


图 8.3-3　石臼嘴处表层实测潮汐余流(侍茂崇等,1980)

一般来说,若在涨潮流方向左面,有一半月形海湾,则在这个海湾内,潮汐余流形成一个永久的气旋式环流;反之,如果半月形海湾处在涨潮方向右面,湾内将出现永久的反气旋式环流。

了解海角附近潮汐余流环流与扩散,对于制定沿岸废物的处理场所是十分重要的,设置不当的废物出口,则可能造成物质被聚集在海角附近涡旋中。相反,也可能利用射流确保废物迅速地向外扩散。

由于紧邻南极大陆的周边是受下降风影响的东风带,产生风海流也是自东向西运动,如果遇到突出的岬角地形影响,可形成自南向北的表层流。例如,普里兹湾西部的达恩利角附近(70° E)、戴维斯海西部毗邻的西冰架的外缘(96° E)、谢克尔顿冰架的东缘(104° E)、凯西站北面(113° E),都容易形成顺时针涡旋,水体在这里转而由南向北运动,将陆架低温、低盐水推向远岸区域,这种表层中含有丰富营养物质(深层水上升后向陆架运动产生的)和溶解氧。在向北运动的过程中,不断与夏季表层水和冬季残留水混合,从而形成和周围环境水差异明显的低温、低盐舌,并在界面处形成温盐度锋。

顺时针环流的西缘水体具有更丰富的营养盐和溶解氧,是南极磷虾主要集群之地。

海角附近海平面要比周围区域海平面低。例如,波特兰角外面的平均海平面比韦茅斯湾下降 16 cm(图 8.3-4)。

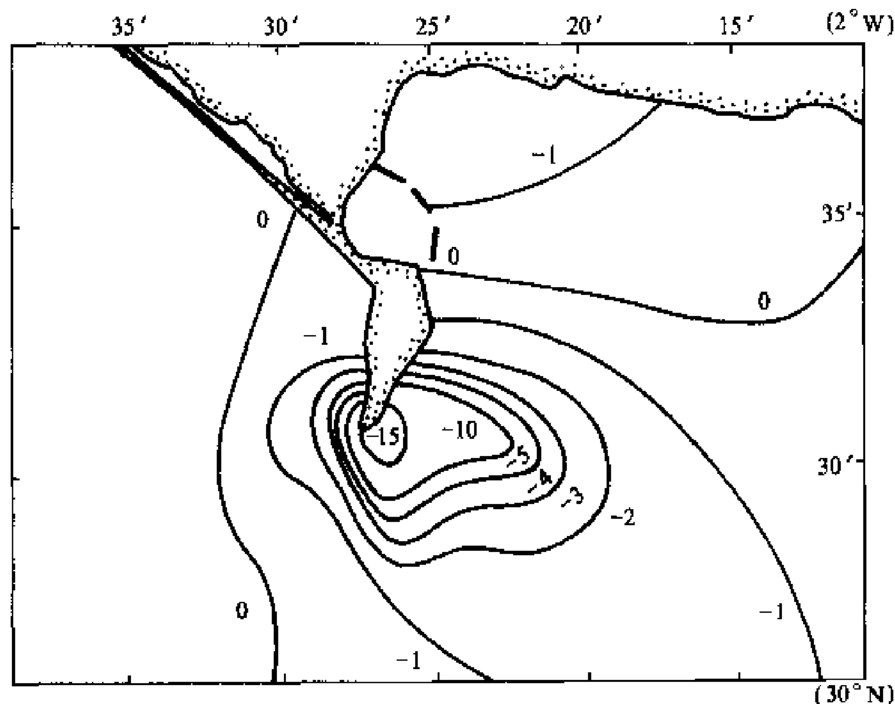


图 8.3-4 波特兰角外面平均海面局地下降等值线(cm)

(M.L.Bowman, 1983)

形成海面下降的原因是:根据伯努利定理,即当流线辐合时海面高度要下降;当流线弯曲时径向加速度要被海面倾斜所平衡(离心效应)。

面在海角附近,这两个效应联合作用,共同加强海面下降这一趋势。因此,海面下降是势在必行的结果。此外,平均环流的科氏效应以及运动方程的其他非线性都是引起平均海面局地变化的原因。

而在低压中心可能发生有利于上升流的次级环流。这个环流将使底层营养物混合与上升。对局地初级生产力(即浮游植物)可能具有重要影响。此外,漂游碎屑与漂浮生物的积聚,以及向上运移的浮游动物的群集可能成为自游动物的食物源。海角附近往往是游乐者与商业渔民捕捞场所,就是上述推测的证明。

三、海底摩擦

海底边界层(BBL),是海流受海底摩擦影响的地方。厚度几米至几十米。特殊情况下,可达几百米。由于边界层混合充分,所以,其温盐结构、悬移质、

水平流的切变和 Ekman 流的旋转，都不同于上覆水体。由于它从上覆水体吸收能量和动量，又是跨等深线输运的通道，所以海底边界层研究至关重要。

海底边界层和大气行星边界层、海面边界层一样都是边界层，但是它也有自己特征：它有一个比水密度更大的、侵蚀性沉积边界；在这个边界中浮力通量很小（特别与大气边界层相比较）；表面重力波产生的近底层流影响也小。

在讨论 BBL 时，为了方便起见，将海流分成平均分量（最典型的是潮流和次潮运动）和涡动起伏的两部分合成。在大气边界层中，速度谱中有一道间隙。在估计湍流通量时，一个合成谱的间隙也被优先考虑。

有人将 BBL 分成常应力层和外层两部分。常应力层是靠近海底部分，在这里动量垂直通量近似独立于海底上面高度；外层是除去常应力层之后底层的剩余部分。在常应力层中，非稳定应力、行星旋转、层化都不重要，在外层中，非稳定应力、行星旋转、层化则是重要的。常应力层的厚度可以用水平动量方程求得，一般来说，常应力层厚度是边界层厚度的 5%～10%。

(一) 定常应力层

温度、盐度跨海底输运，在多数情况下显著小于近底层流体动力学的影响（这个影响本身就很小）。所以，除去与悬移质有关的浮力通量之外，其余浮力通量为零。同样，除去充满悬移质情况之外，层化影响也很弱。经典研究表明，在非层化的定常应力层中，平均流速的方向与平均底应力、平均流速 $[(u_*/k)\log(z/z_0)]$ 都是一致的。这里，k 是 von Karman 常数，z 是离海底高度，z_0 是依赖于切速度、分子粘滞性、海底粗糙元的粗糙长度。此外，湍流存在也减少应力层内能量平衡，所以，耗散系数 $\varepsilon = u_*^3/kz$。

根据观测的平均速度，可以估计海底应力；根据观测的速度谱，可以估计耗散和底应力。一些研究者发现，近海底的速度剖面，是对数的、非同向的。速度呈对数变化的水层厚度，要比方向相同的水层厚度大。

当水深浅于波浪影响深度时，表面波对海底影响是重要的。在特殊情况下，表面波产生的速度，远远超过海底湍流速度，并且占据相同频率范围。表面波还能在海底产生薄的边界层（量级为 10 cm）。

由悬移质引起的层化，对 BBL 结构有重要影响。在最简单的情况下，近海底速度和悬移质浓度，仅仅依赖于离海底高度 z 和向上的悬移质湍流输运。

最困难问题是，在常通量层中，海流与海底的相互作用。在最简单的情况下，海流很弱，海底不动。

(二) 外边界层

1. 影响外边界的因素

和常应力（常通量）层不同的是，外边界层受到非稳定的力（如潮流）、行星

旋转、动量和浮力的水平平流,以及层化(与温度、盐度梯度有关)的影响。

我们选定一个层化的、有次潮影响的、海底又倾斜的边界层来研究。一个次潮的、沿等深线流动的海流,流过一个位于海底之上的层化水层(图 8.3-5)。首先在海底上产生一个充分混合的水层,等密度面产生斜压扭力距($\nabla\rho\times\nabla p\neq0$)。在非旋转系统中,斜压扭力距产生一支摩擦的、跨等深线的海流,使初始层化产生变形;在旋转系统中,斜压扭力距一部分被科氏力平衡,呈沿等深线流动。在上升流发展的水域,跨等深线的 Ekman 输送,改变边界层的浮力量值,导致层化加强,减低混合,产生薄的混合层;而在下降流发展的海域,跨等深线的 Ekman 输送,则降低层化、增强混合,产生厚的混合层。此外,跨等深线的 Ekman 输送,导致跨等深线的浮力(方向与外部压强梯度力相反)出现,进一步压制边界层速度。经过长时间之后,沿等深线的底应力和 Ekman 输送得到完全抑制。

图8.3-5表明,跨等深线的 Ekman 输运对浮力的影响。在下降流区域,底混合层加厚,并且依赖沿等深线的流向。

图8.3-5(a)、(b)两图分别表示北半球上升流和下降流的情况。由湍流产生的混合,使海底上、初始的水平等密度面产生变化,从而产生斜压扭力距(没有行星旋转),力图使等密度面回到最初状态。在上升流区,底边界层内 Ekman 输运,使更密的水沿斜坡向上,以增强边界层顶部的层化,抑制混合,产生薄的底混合层;在下降流区,从斜坡向下的 Ekman 输运,将密度较轻的水带向下层,减小层化,增强混合,增加混合层厚度。在两者情况下,由于 Ekman 输运引起的浮力场位移,总是反向跨等深线的压强梯度。

2. 与上覆流的相互作用

上面说过,沿着等深线流动的海流,驱动边界层跨等深线输运。但是,边界层发展没有反作用于上覆流,只引起边界层靠近海底的切变。因此,上覆流在空间和时间上都没有变化。所以,边界层可以用一维、半无界的流体来模拟。

然而真正的陆架流,不能当成半无界的,内部流必然受海岸边界和海底地形调整。边界层流和内部流之间存在互相反馈作用。例如,边界层的应力要从内部流中吸收动量,使内部流慢下来。内部流的减弱,又导致边界层流减弱。边界层也产生跨陆架质量输运,从而引起一部分内部输运再分布,反过来又影响边界层流。由此可见,边界层流受到层化、底地形和内部流的强烈影响,导致边界层中局部辐合和辐散,输入或输出边界层。

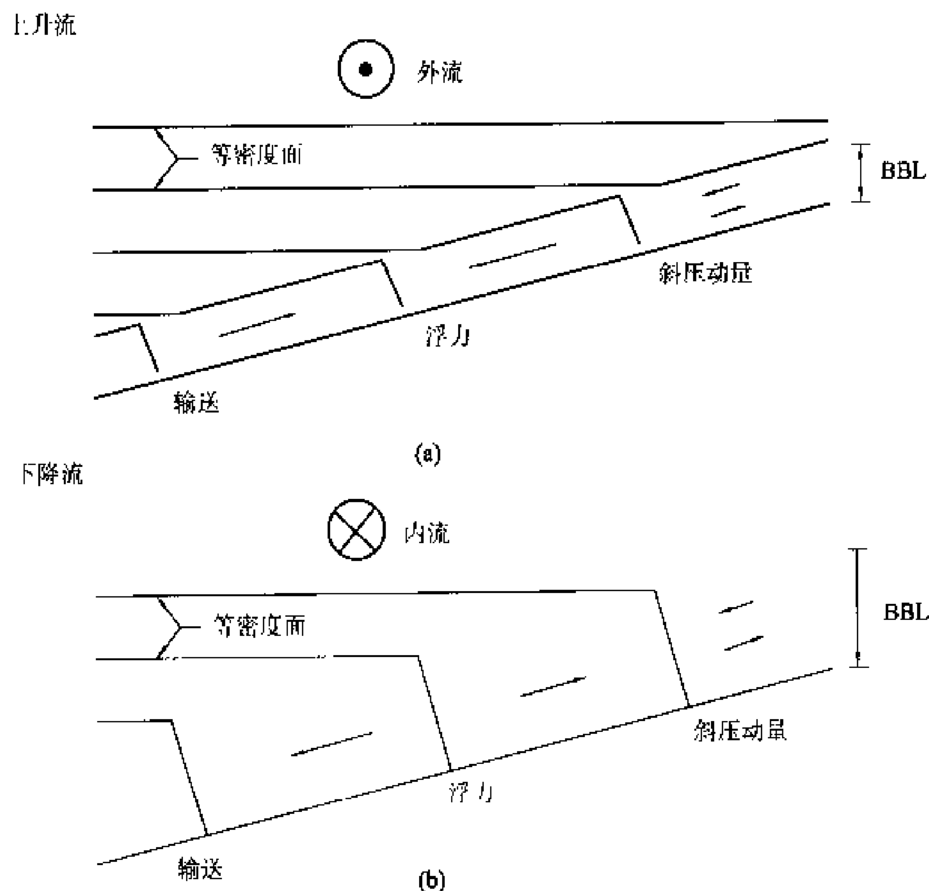


图 8.3-5　在倾斜海底之上,一个沿等深线流动的次潮流,
通过最初均匀的层化流体之后产生的边界层

第四节　河口环流

河口是一特殊水系,是淡水与咸水之分界面,是近陆沿岸高生产力区。河口形状多种多样,从平原淤泥质河口到两岸陡峭的岬湾型河口。有的宽仅数十米,有的可达数十公里。但是它们都有一个共同点,就是河水和海水在河口区域交汇,有强烈混合、沉淀、运移的过程,加上潮汐和潮流的影响,这里存在很复杂的物理、化学、生物之间的相互作用。

在河口区,水体的运动及涡动混合是水文学家和物理海洋学家感兴趣的。另外,世界上许多海港位于河口,这种海港的通航取决于航道对水深的维护。多少世纪来,人们习惯于把工业污水和其他废水直接排入河道,由于海水与河口水之间混合相当迅速,故过去河口成了城市排污的集污之处,并且人们一直心安理得。随着排污量的增加和新的、持续性的化学成分的注入,这里成了高

污染区，这才引起人们对河口污染状况的极大关注。加之河口上游抽水、农用灌溉以及工业用水等都将大大影响河口流的自然径流量及其原先的生态环境。所以，无论从科学上还是从生产实践上都需对河口流加强研究。

一、河口动力特征

（一）多种动力因子相互交织区域

河口淡水的注入，淡水、咸水在这里相遇。淡水和咸水的混合、潮流的输运，风、浪和科氏力的作用，对河口环流都有重要影响。加之河口复杂的地形，就构成河口特殊系统。要想模拟这个系统，就要知道主要物理过程和它们的变化。

根据河口的盐度分布可以将河口分为充分混合、局部层化和层化的三种类型。

但是，气象的影响对平均环流也起着重要作用。此外，河口锋、羽状流、湍流、混合和内波，以及河流径流的短期变化，河口与陆架相互作用，都是人们关心的内容。

（二）河口锋和羽状流

淡水、咸水混合是河口基本物理过程，河口锋就是多盐和少盐水体之间的边界。例如，盐水楔河口就会出现很明显的锋。总的来说，锋是局地盐度、温度、密度、颜色和湍流的强梯度处。河口锋又是表面辐合区，许多泡沫、漂浮物、有机质和一些有害物质聚集在这里。潮流运动和地形作用似乎是河口锋生成的主要动力因子，作为河口环流区反向交换的结果，轴向辐合带就形成了。河口锋的另外一个例子是羽状流，它是入海的淡水散布在更咸的沿岸水之上而形成。在锋面处，海流流速也是不连续的。

（三）层化潮流中湍流和混合

河口流是不稳定、不均匀的运动，密度差别起着重要作用。其中湍流过程尤其重要。它们供给动量、热量和质量交换，影响速度剖面、溶解和悬移物质的分布。

这些湍流过程在空间和时间上变化很快。由于精确地计算这些湍流过程极不可能，通常只好采用经验或半经验方法。湍流输送通常用动量和质量的经验交换系数来表达。由于物理过程需要这些系数才能在模式中体现出来，所以必须根据特定河口去确定。在河口区模型应用中，湍流应力和质量输送一般是用平均速度和平均盐度或我们感兴趣的某种物质浓度来表达。而这些

义与密度梯度相关。但是，即使在稳态的密度梯度条件下，对其湍流特征还是了解不多。

内部混合是在憩流时占主要地位，当潮流速度很大时，最初的混合就是内部混合。一个稳定层化效应对混合过程影响是明确的，在显著层化河口，盐水入侵最初都是与低潮憩流有关。

(四) 内波与内界面不稳定性

内波是层化或局部层化河口的特殊现象，它们是潮流与地形作用的结果。可以从外面进入河口。此外，航船和变化风应力都能产生内波。

在大气和深海大洋中关于内波研究已经很多，然而河口区研究时间则不长。一个重要问题是关于内波产生的湍流的能量和它对混合的影响。当内波破碎时，可以引起混合，但是也能影响湍流能量的产生。大量观测表明，在有限时间间隔内可以引起局地强烈混合。实验结果也表明，在强潮的盐水楔河口底摩擦界面之间不稳定，可以影响到混合。这些现象出现在宽的尺度谱上。

(五) 河口区细颗粒泥沙输送

由于港口和航道的疏浚价格越来越贵，所以，有关河口颗粒输送问题越来越引起广泛兴趣。同时，由于这些细颗粒泥沙的吸附能力，也是示踪金属、放射性元素和有机微粒污染物的携带者。

河口环流和潮流、波浪联合作用，是细颗粒泥沙运动的主要动力，每一个河口的流型都是特定的，并且是径流、潮流、地形相互作用的结果，还要受密度差、风和地球旋转的影响，河口区细沉淀物的输送还要受到一些特殊过程的影响。诸如，质点的聚集、沉淀、侵蚀和硬化等。因此，细颗粒物输送不同于溶介物质输送，表现出复杂的分布特征。近海底处高浓度流泥层的流动也可给沉积物运动做贡献。

所以，河口区细颗粒泥沙运动是非常复杂的，具有众多影响因子，极端事件是重要的。例如，几天内高径流注入可以引起更多沉积物输送。

研究河口首要问题之一是弄清沉积物来源：河流、海、侵蚀或生物产生，或者来自工业和城市垃圾废物。根据不同沉淀源可以定量地建立起沉淀物的平衡。

二、河口锋下面水平输送

根据连续方程，在只考虑单宽流量条件下：

$$y_1 u_1 = y_2 u_2 \tag{8.4-1}$$

略去河底和界面间摩擦力，河口锋上面是密度小的流体(河水)，在河口锋附近流速较小，δ_2 可以略去，于是断面 1、2 之间动量平衡可以写成：

$$\rho u_1 y_1 + \rho g \frac{y_1^2}{2} + \rho g\left(y_1 + \frac{\Delta y}{2}\right)\Delta y =$$

$$\rho u_2 y_2 \frac{d^2}{2} + \left(\rho_0 g d + \rho g \frac{\Delta y}{2}\right) y_2 \tag{8.4-2}$$

式中，ρ 是外海水密度，ρ_0 是河水密度，u_1，u_2 分别是断面 1,2 处 x 方向流速，g 是重力加速度，δ_1 是外海水位相对平均海平面的低值，δ_2 是河水高出平均海面高度，d 是外海水下潜深度，Δy 是海底地形起伏高度。O 点是滞流点(图 8.4-1)。

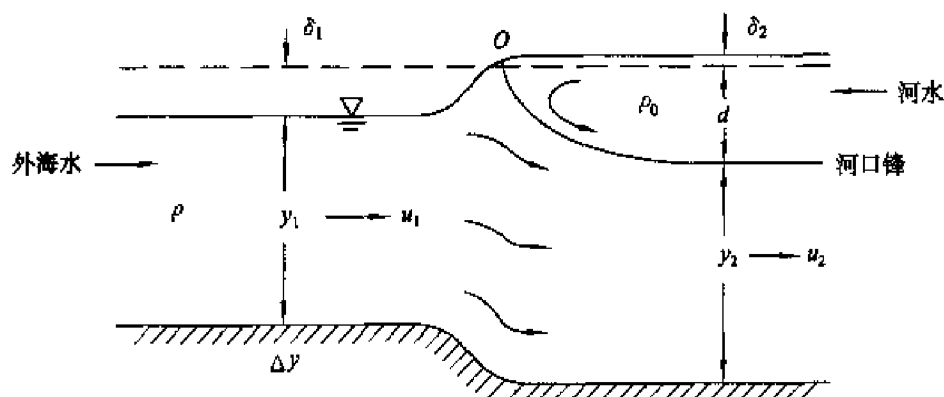


图 8.4-1　河口锋下水平输送示意图

因为沿着自由面压力到处为零，根据伯努利定理有

$$\delta_1 = \frac{u_1^2}{2g} \tag{8.4-3}$$

设 $d = y_1 + \delta_1 + \Delta y - y_2$，再略去二阶项 δ_1^2，(8.4-2)、(8.4-3)式联合起来，就得到

$$\frac{1}{2}\varepsilon\rho_0 g[(y_2+\Delta y)^2 - y_2^2] =$$

$$\rho(u_2^2 y_2 - u_1^2 y_1) + \frac{1}{2}\rho_0 u_1^2(y_1+\Delta y) \tag{8.4-4}$$

$$\varepsilon = \frac{1}{\rho_0}(\rho - \rho_0)$$

方程(8.4-4)应用 Boussinesq 假定，同时和方程(8.4-1)结合起来，得

$$\frac{u_1^2}{\varepsilon g y_1} = \frac{y_2[(y_1+\Delta y)^2 - y_2^2]}{2y_1^3 - y_1^2 y_2 + \Delta y y_1 y_2} \tag{8.4-5}$$

或者

$$F_1^2 = \frac{y[(1+\Delta y)^2 - y^2]}{2-(1-\Delta y)y} \tag{8.4-6}$$

$$y=\frac{y_2}{y_1},\Delta y=\frac{\Delta y}{y_1}$$

$F_1=\frac{u_1}{\sqrt{\varepsilon g y_1}}$，是 Densimetric 弗罗德数。

如果是平底，(8.4-5)式变为

$$\frac{u_1^2}{\varepsilon g y_1}=\frac{y_2[(y_1^2+y_2^2)]}{2y_1^3-y_1^2y_2}=\frac{y_2[(y_1^2+y_2^2)]}{y_1^2(2y_1-y_2)} \tag{8.4-7}$$

这是 Benjamin(1968 年)推导的。

三、河口外部的流动

探讨河水入海处，就是探讨河口外部的流动。由于淡水密度较海水密度小，这样淡水便铺设在海洋的上层。集成密度均匀的冲淡水层，其下密度则逐步增大。为研究方便，认为上层的密度值为 ρ_0 的均匀层，其厚度为 h_0，离河口愈远而愈小；在此密度均匀层下，海水密度逐渐增大，是深度 z 的函数，直到深度 $h-d$ 处，密度为 ρ_d。再往下，密度值又几乎为常量了，形成另一均匀层。两均匀层中间是过渡层，其上、下的密度差为 $\Delta\rho=\rho_d-\rho_0$，而假定海面升高为 $-\zeta$。于是，便提出了这样的密度模式：

$$\left.\begin{aligned}&-\zeta\leqslant z\leqslant h_0, && \rho=\rho_0\\ &h_0\leqslant z\leqslant d, && \rho=\rho_d-\Delta\rho\cdot e^{1-z/h_0}\\ &d\leqslant z, && \rho=\rho_d\end{aligned}\right\} \tag{8.4-8}$$

式中，ρ_0、ρ_d 为恒定密度，其差为 $\Delta\rho=\rho_d-\rho_0$ 为简化计算，可令河口与海岸垂直。海岸也是平直的，有宽为 $2l$ 的出海口(图 8.4-2)，入海时的体积运输，即 $\int_{-\zeta}^{d}u\mathrm{d}z$ 为一常量 M_0，与海岸垂直。

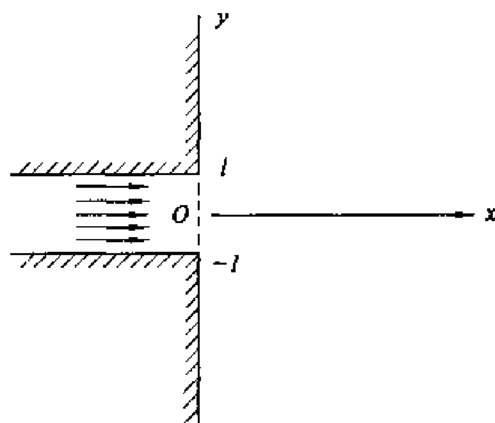


图 8.4-2 河口示意图

(一) 不计地转偏向力的情况

在定常、恒速、忽视地转偏向力的情况下,运动方程式为

$$\left.\begin{aligned}
&A_l\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(A_z\frac{\partial u}{\partial z}\right)=\frac{\partial p}{\partial x}\\
&A_l\left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 v}{\partial y^2}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(A_z\frac{\partial v}{\partial z}\right)=\frac{\partial p}{\partial y}\\
&0=-\frac{\partial p}{\partial z}+g\rho
\end{aligned}\right\}\tag{8.4-9}$$

而在垂直流速也可忽视的情况下,连续方程为

$$\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}=0\tag{8.4-10}$$

若根据全流方法来讨论,即假定

$$\int_{\zeta}^{d}u\mathrm{d}z=M_x,\int_{-\zeta}^{d}v\mathrm{d}z=M_y,\int_{-\zeta}^{d}\rho\mathrm{d}z=M\tag{8.4-11}$$

则在 $z=-\zeta,h_0$ 和 d 处,$A_z\dfrac{\partial u}{\partial z}=A_z\dfrac{\partial v}{\partial z}=0$ 时,(8.4-9)及(8.4-10)式即可写成

$$\left.\begin{aligned}
&A_l\left(\frac{\partial^2 M_x}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 M_x}{\partial y^2}\right)=\frac{\partial p}{\partial x}\\
&A_l\left(\frac{\partial^2 M_y}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 M_y}{\partial y^2}\right)=\frac{\partial p}{\partial y}\\
&\frac{\partial M_x}{\partial x}+\frac{\partial M_y}{\partial y}=0
\end{aligned}\right\}\tag{8.4-12}$$

引进全流函数 ψ,且

$$M_x=\frac{\partial\psi}{\partial y},M_y=-\frac{\partial\psi}{\partial x};\tag{8.4-13}$$

则(8.4-12)式中的水平运动方程式便可改写为

$$\left.\begin{aligned}
&A_l\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)\frac{\partial\psi}{\partial y}=\frac{\partial p}{\partial x}\\
&-A_l\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)\frac{\partial\psi}{\partial x}=\frac{\partial p}{\partial y}
\end{aligned}\right\}\tag{8.4-14}$$

对上式的第一式及第二式经过对 y 和 x 的交叉微分,然后相减即得

$$\nabla^2_2\psi=0\tag{8.4-15}$$

边界条件为

$$\left.\begin{aligned}
&x=0,\quad -l<y<l,\ M_x=M_0\\
&x=0,\quad l\leqslant|y|,\ M_x=0\\
&x=0,\quad M_y=0
\end{aligned}\right\}$$

(8.4-15)式有普遍解为

$$\psi(x,y)=\frac{2}{\pi}\int_0^{\infty}\mathrm{d}\alpha\int_0^{l}M_0\frac{\cos\alpha\lambda}{\alpha}(1-\alpha x)e^{-\alpha x}\sin\alpha y\mathrm{d}\lambda \quad (8.4\text{-}16)$$

如让 $\xi=\frac{x}{l}$, $\eta=\frac{y}{l}$, 则可将解(8.4-16)改写为

$$\psi(\xi,\eta)=\frac{M_0 l}{\pi}(1+\eta)\tan^{-1}\frac{1+\eta}{\xi}(1-\eta)\tan^{-1}\frac{1-\eta}{\xi} \quad (8.4\text{-}17)$$

这就是河口外部的全流函数表达式。

下面研究河水入海后，由于密度的特殊分布，使河口外部表层有一密度均匀的冲淡水层，我们研究此均匀层 h_0 的分布变化，以求得河口流的概貌。

如将(8.4-15)式或(8.4-17)式分别对 x 和 y 微分数次后代入(8.4-14)式的第二式，并进行积分，即得

$$p=\frac{4A_l}{\pi}\int_0^{\infty}\mathrm{d}\alpha\int_0^{l}M_0\alpha\cos\alpha\lambda\cdot\cos\alpha y\cdot e^{-\alpha x}\mathrm{d}\lambda=$$

$$\frac{4A_l}{l\pi}M_0\frac{\xi^2-\eta^2+1}{\{\xi^2+(1-\eta)^2\}\{\xi^2+(1+\eta^2)\}} \quad (8.4\text{-}18)$$

根据(8.4-8)式所示的密度分布模式，便可求得在上密度均匀层和中密度过渡层中的压强梯度沿 x 向为

$$\left.\begin{aligned}\left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_1&=g\frac{\partial}{\partial x}\int_{-\zeta}^{z}\rho_0\mathrm{d}x=g\rho_0\frac{\partial\zeta}{\partial x}\qquad -\zeta\leqslant z\leqslant h_0\\\left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_2&=g\left[\rho_0\left(\frac{\partial\zeta}{\partial x}+\frac{\partial h_0}{\partial x}\right)-\rho_0\frac{\partial h_0}{\partial x}+\Delta\rho\frac{\partial}{\partial x}\left(he^{\left(1-\frac{z}{h_0}\right)}-h_0\right)\right]\\&\qquad\qquad z\geqslant h_0\end{aligned}\right\} \quad (8.4\text{-}19)$$

至于 $\left(\frac{\partial p}{\partial y}\right)_1$ 和 $\left(\frac{\partial p}{\partial y}\right)_2$，可类似地求得。

在 $z\geqslant d$ 处，水平压强梯度不存在；而又如 $1\ll 1/h$ 时，则根据(8.4-19)式的第二式可知，

$$\zeta=\frac{2\Delta\rho}{\rho_0}h_0 \quad (8.4\text{-}20)$$

此即表示 ζ 和 h 同号，因而

$$\frac{\partial\zeta}{\partial x}=\frac{2\Delta\rho}{\rho_0}\frac{\partial h_0}{\partial x} \quad (8.4\text{-}21)$$

又根据(8.4-19)式及(8.4-20)式，知

$$\frac{\partial p}{\partial x}=\int_{-\zeta}^{h_0}g\rho_0\frac{\partial\zeta}{\partial x}\mathrm{d}z+g\int_{h_0}^{d}\left[\rho_0\left(\frac{\partial\zeta}{\partial x}+\frac{\partial h_0}{\partial x}\right)-\right.$$

$$\left.\rho_d\frac{\partial h_0}{\partial x}+\Delta\rho\frac{\partial}{\partial x}\left(h_0e^{\left(1-\frac{z}{h_0}\right)}\right)-\Delta\rho\frac{\partial h_0}{\partial x}\right]\mathrm{d}z$$

因而

$$\frac{\partial p}{\partial x}=\frac{5g\Delta\rho}{2}\frac{\partial h_0{}^2}{\partial x} \tag{8.4-22}$$

类似地可求得

$$\frac{\partial \zeta}{\partial y}=\frac{2\Delta\rho}{\rho_0}\frac{\partial h_0}{\partial y}$$

$$\frac{\partial p}{\partial y}=\frac{5g\Delta\rho}{2}\frac{\partial h_0{}^2}{\partial y} \tag{8.4-23}$$

若将从(8.4-18)式求得的$\frac{\partial p}{\partial x}$和$\frac{\partial p}{\partial y}$使之与(8.4-22)式和(8.4-23)式相等,则

$$h_0{}^2=\frac{4A_lM_0l}{5g\Delta\rho\pi}\left\{\frac{x^2-y^2+l^2}{[x^2+(l+y)^2][x^2+(l-y)^2]}\right\} \tag{8.4-24}$$

因而在 $y^2-x^2=l^2$ 的曲线上,$h=0$,如图 8.4-3 所示。

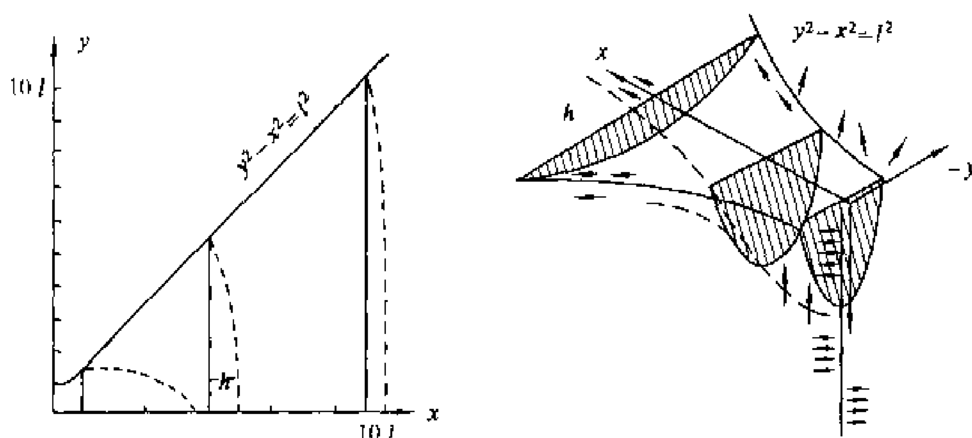


图 8.4-3　上密度均匀层的双曲线边界和其垂直剖面

从(8.4-24)式可知,上密度均匀层系存在于双曲线 $y^2-x^2=l^2$ 和 $x^2=0$ 的半无限大的区域里,其厚度 h_0 随离岸愈远而愈小,其分布情况与河口中轴对称。

(二) 考虑地转偏向力的情况

若地转偏向力需要考虑时,则水平运动方程和连续方程将为

$$\left.\begin{aligned}&A_l\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)u+\frac{\partial}{\partial z}\left(A_z\frac{\partial u}{\partial z}\right)+f\rho v=\frac{\partial p}{\partial x}\\&A_l\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)v+\frac{\partial}{\partial z}\left(A_z\frac{\partial v}{\partial z}\right)-f\rho u=\frac{\partial p}{\partial y}\\&\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}=0\end{aligned}\right\} \tag{8.4-25}$$

应用全流方法,上式可改造为

$$\left.\begin{aligned} A_l\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)M_x+fM_y=\frac{\partial p}{\partial x}\\ A_l\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)M_y-fM_x=\frac{\partial p}{\partial y}\end{aligned}\right\} \tag{8.4-26}$$

将上式交叉微分并相减，则同样可得

$$\nabla^2\psi=0 \tag{8.4-27}$$

在满足不计地转偏向力同样的边界条件下，全流函数的解与它完全相同。

$$\psi(\xi,\eta)=\frac{M_0 l}{\pi}\left[(1+\eta)\tan^{-1}\frac{1+\eta}{\xi}-(1-\eta)\tan^{-1}\frac{1-\eta}{\xi}\right] \tag{8.4-28}$$

将之代入全流的水平运动方程，积分得

$$p=\frac{M_0}{\pi}\left\{-fl\left[(1+\eta)\tan^{-1}\frac{1+\eta}{\xi}-(1-\eta)\tan^{-1}\frac{1-\eta}{\xi}\right]-\frac{4A_l}{l}\cdot\frac{\xi^2-\eta^2+1}{[\xi^2+(1-\eta)^2][\xi^2+(1+\eta)^2]}\right\} \tag{8.4-29}$$

对上式 x 和 y 分别微分，得$\frac{\partial p}{\partial x}$和$\frac{\partial p}{\partial y}$；另外，由上述密度模式同样求得$\frac{\partial p}{\partial x}$和$\frac{\partial p}{\partial y}$，让两次求得的值相等，则得 h_0 随 x、y 的变化关系式。这样，求得的 h_0 与科氏参量有关。因此，在考虑地转偏向力的情况下，均匀层的厚度 h_0 是不同的，其水平边界与不计地转偏向力时的对称情况不同，在北半球，它是向右偏转的。如图 8.4-4 所示。

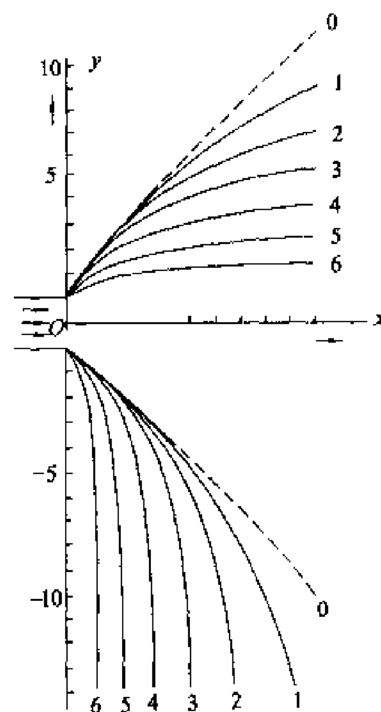


图 8.4-4 考虑地转偏向力之后上密度均匀层的变化（Takano, 1954, 1955）

图中标“0”的虚线是不计地转偏向力时上均匀层厚度的水平边界，它与 x 轴是对称的。在 $f=0$ 时，上密度均匀层位于双曲线 $y^2-x^2=l^2$ 和 $x=0$ 的半无限区域里。当 $f\neq 0$ 时，即考虑地转偏向力时的上密度均匀层的界限的情况，分别以 1、2、3、4、5 和 6 等曲线表示，它们分别是在 $R=\frac{fl^2}{A_l}=\frac{1}{500}$、$\frac{2}{500}$、$\frac{4}{500}$、$\frac{8}{500}$、$\frac{16}{500}$和$\frac{32}{500}$等情况下的上密度均匀层的边界线。由图看出，随着 R 的值的加大，即科氏参量加大的情况下，均匀层的边界不断向右偏转，最后冲淡水一泻而偏至右岸（北半球情况）。

四、东向型入海淡水流轴的偏转

我国陆架区主要河流长江、黄河、珠江均自西向东入海，夏季入海流轴都是左偏指向东北，这与季风(夏季东南风和西南风)有关，但与流体的一些固有特征也存在密切关系。下面用涡度方程定性地解释这些河口流向左偏转的特征。

若将水平运动方程式的第一及第二两式：

$$\frac{\partial u}{\partial t}+u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial u}{\partial y}+w\frac{\partial u}{\partial z}-fv=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}+A_l\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right)+A_z\frac{\partial^2 u}{\partial z^2}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t}+u\frac{\partial v}{\partial x}+v\frac{\partial v}{\partial y}+w\frac{\partial v}{\partial z}+fu=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y}+A_l\left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 v}{\partial y^2}\right)+A_z\frac{\partial^2 v}{\partial z^2}$$

分别对 y 及 x 求偏微分后相减，便可求得如下的涡度方程：

$$\frac{\partial\Omega}{\partial t}=\frac{1}{\rho^2}\left(\frac{\partial p}{\partial x}\frac{\partial\rho}{\partial y}-\frac{\partial p}{\partial y}\frac{\partial\rho}{\partial x}\right)-\beta v-\left(u\frac{\partial\Omega}{\partial x}+v\frac{\partial\Omega}{\partial y}+w\frac{\partial\Omega}{\partial z}\right)$$

$$-(\Omega+f)\left(\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}\right)+\frac{\partial w}{\partial y}\frac{\partial u}{\partial z}-\frac{\partial w}{\partial x}\frac{\partial v}{\partial z}-\frac{\partial}{\partial z}\mathrm{rot}_z\tau+A_l\nabla^2\Omega \quad (8.4\text{-}30)$$

式中，$\beta=\frac{\mathrm{d}f}{\mathrm{d}y}$，$\Omega$ 为相对涡度的垂直分量，即

$$\Omega=\frac{\partial v}{\partial x}-\frac{\partial u}{\partial y} \quad (8.4\text{-}31)$$

当 τ 为垂直湍流引起的水平应力时，即

$$\tau_x=-A_z\frac{\partial u}{\partial z},\ \tau_y=-A_z\frac{\partial v}{\partial z} \quad (8.4\text{-}32)$$

在海面即为风应力。

下面分别探讨(8.4-30)式右方各项所显示的物理意义，以及它们对相对涡度变化起作用的各种效应。

(一) 斜压效应

(8.4-30)式右方的第一项表示斜压效应。它所导致的相对涡度变化为

$$\left(\frac{\partial\Omega}{\partial t}\right)_g=\frac{1}{\rho^2}\left(\frac{\partial p}{\partial x}\frac{\partial\rho}{\partial y}-\frac{\partial p}{\partial y}\frac{\partial\rho}{\partial x}\right) \quad (8.4\text{-}33)$$

若引进地转流(梯度流)，就可将上式改写为

$$\left(\frac{\partial\Omega}{\partial t}\right)_g=-\frac{f}{\rho}\left(u_g\frac{\partial\rho}{\partial x}+v_g\frac{\partial\rho}{\partial y}\right) \quad (8.4\text{-}34)$$

式中，u_g 及 v_g 为地转流(梯度流)的水平流速分量。对于长江口来说，可近似地认为

$$u_g=0,\frac{\partial\rho}{\partial x}>0;v_g<0,\frac{\partial\rho}{\partial y}>0$$

因而$\left(\frac{\partial\Omega}{\partial t}\right)_g>0$。这就意味着，即使长江口河口流在入海后某一瞬间没有相对涡度($\Omega=0$)，但过不久，即因斜压效应而获得气旋型的涡度。

(二) 经向运动效应(即 β 效应)与平流输运效应

即(8.4-30)式右方第二项及第三项。它所导致的相对涡度变化为

$$\left(\frac{\partial\Omega}{\partial t}\right)_v=-\beta v-\left(u\frac{\partial\Omega}{\partial x}+v\frac{\partial\Omega}{\partial y}+w\frac{\partial\Omega}{\partial z}\right)\tag{8.4-35}$$

近似假定所要研究的水体为正压，又无垂直运动和湍流交换作用，则可将(8.4-35)式变成如下所示涡度守恒定理，即

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}(\Omega+f)=0\tag{8.4-36}$$

此式表示，对于运动着的水体来说，其相对涡度 Ω 与绝对涡度 f 之和始终保持不变，即

$$\Omega+f=\text{常量}\tag{8.4-37}$$

因此，当这一运动水体受到某种扰动(如斜压效应等)有经向速度出现，即长江出流水向南弯曲时，Ω 变负值，按照(8.4-37)式，f 就要增加，以维持总涡度不变。从而其运动轨迹将要向左偏转。

(三) 流速的水平散度效应

即(8.4-30)式右方的第四项，它所导致的相对涡度变化为

$$\left(\frac{\partial\Omega}{\partial t}\right)_d=-(\Omega+f)\left(\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}\right)\tag{8.4-38}$$

长江口淡水的近岸段里，大体上可认为$\frac{\partial u}{\partial x}<0,\frac{\partial v}{\partial y}<0$，因而$\left(\frac{\partial\Omega}{\partial t}\right)_d>0$，致使河口流有气旋型的偏转。

(四) 垂直流速空间分布不均匀性效应

即(8.4-30)式右方的第五及第六项。它所导致的相对涡度变化为

$$\left(\frac{\partial\Omega}{\partial t}\right)_w=\frac{\partial w}{\partial y}\frac{\partial u}{\partial z}-\frac{\partial w}{\partial x}\frac{\partial v}{\partial z}\tag{8.4-39}$$

在经向运动效应(即 β 效应)与平流输运中，我们近似假定无垂直运动，那么这一项为零。如果考虑垂直运动，对于靠近河口的海区来说，可认为等深线与海岸线是几乎平行的；靠岸的一边坡降很大，离岸较远，海底坡度便渐变

平缓。因此，可粗略地认为 w 在 y 方向没有变化，即 $\frac{\partial w}{\partial y}=0$，而河口有利于上升流的发展，$\frac{\partial w}{\partial x}>0$ 同时 $\frac{\partial v}{\partial z}<0$，于是 $\left(\frac{\partial \Omega}{\partial t}\right)_w>0$，这就是说，地形有利于气旋型涡旋的形成。

(五) 摩擦效应

即(8.4-39)式右方的最后两项。它所导致的相对涡度变化为

$$\left(\frac{\partial \Omega}{\partial t}\right)_F=-\frac{\partial}{\partial z}\mathrm{rot}_z\tau+A_l\nabla^2\Omega \tag{8.4-40}$$

上式右方第一项，系垂直湍流摩擦效应，在海面，即风应力效应。由于垂直湍流应力的作用是随深度的增加而减小的，海面风应力的作用也是随着深度的增加而减小的。在春季到夏季这个阶段，盛行南风，且风速一般是离岸递增的，所以这一项为正。只有在冬季盛行偏北风的情况下，才不利于气旋型涡旋的形成及发展。(8.4-40)式右方第二项，系水平湍流摩擦效应，它亦是有利于气旋型涡旋的形成及发展的。

因此，对于东向河口流来说，在海流的左侧，由于水平湍流摩擦效应也将产生气旋型涡旋。

第五节 海　峡

大洋被分为洋盆和许多边缘海，而众多的海之间又以海峡相连接，海峡有许多自身的特点：海峡较窄，设置的断面很少就可将海峡水交换弄清楚，从而将与其相连的海区内质量、热量和化学收支借助于海峡资料模拟出来；海峡较窄，一些数学模型中可以去掉地球的旋转效应(即科氏力项)仍将海峡内水体运动很好地模拟出来，从而大大简化了计算工作；海峡较窄，研究相对容易，而其结论性意见，却可推广到广大海区，而这广大海区的研究需要投入大量人力、物力才可进行的，如巴布亚新几内亚维提兹海峡研究，使我们对赤道附近次表层流特征可以一目了然；海峡较窄，就会出现许多特殊的物理海洋学问题。例如，海流受到海峡的限制，可以出现特殊的动力学结果，其中包括水的堆积或水力学控制。类似于一个水库的大堤作用，漏斗状地形可以导致潮汐增强，潮流速度增加，产生局地不稳定性：混合和内波、跳跃和其他小尺度现象；海峡虽窄，它却是海上繁忙的交通通道，海洋开发的重点、军事战略要地，素来备受各国重视。因此，海峡的研究已在世界上提到一个应有的高度。

1989 年 7 月，由北大西洋公约组织(NATO)和美国海军研究办公室发起并组织会议，一大批科学家聚集在法国 LesArcs，讨论海峡物理海洋学问题，1990 年由 L. J. Prott 编辑出版了《海峡物理海洋学》。一句话，海峡可以提供观测的和动力研究兴奋点，可以包含令人入迷的物理海洋学过程的全部范围。

一、海流

(一) 正压流

海峡是连接两个大水体的中间通道。通过海峡的海流具有不同频率：潮流、次惯性流(对应于气压扰动和风力作用)。

假定海峡一端连接半封闭海盆，另一端连接更大的水体。正压交换来自半封闭海盆中势能和通过海峡的动能之间平衡。又称之为“Helmholtz 模式”(Lighthill, 1978)：

1. 海盆质量守恒方程

假定半封闭海盆在东，另一个大水体在西，x 轴指向东为正，则有

$$A_b \frac{\mathrm{d}\eta}{\mathrm{d}t} = Q \qquad (8.5\text{-}1)$$

式中，A_b 是半封闭海盆面积，η 是海盆水体垂直位移，因而 $A_b \frac{\mathrm{d}\eta}{\mathrm{d}t}$ 是海盆中单位时间内增加的水体，Q 是通过海峡的输运量。

2. 海峡中动量平衡

若略去地球旋转，则有

$$\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}t} = -g\frac{\partial p}{\partial x} - ru$$

将上式两边同乘以海峡截面积 A，得

$$\frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}t} = -gA\frac{\eta-\eta_0}{L} - rQ \qquad (8.5\text{-}2)$$

式中，η_0 是大水体的海面垂直位移，L 是海峡长度，$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\eta-\eta_0}{L}$。$r$ 是线性摩擦系数。

从(8.5-1)、(8.5-2)式中消去 Q，于是得

$$\frac{\mathrm{d}^2\eta}{\mathrm{d}t^2} + r\frac{\mathrm{d}\eta}{\mathrm{d}t} + \frac{gA}{A_bL}\eta = \frac{gA}{A_bL}\eta_0 \qquad (8.5\text{-}3)$$

(8.5-3)式是衰减调和震荡器，大水体的表面垂直位移 η_0 是强迫力。

非强迫系统($\eta - e^{i\omega t}$)的自然频率是

$$\omega_{\pm} = \pm\left(\frac{gA}{A_b L} - \frac{r^2}{4}\right)^{1/2} + i\,\frac{r}{2} \tag{8.5-4}$$

对于弱发散,海盆震荡频率最初决定于海盆和海峡的几何尺寸,然后以$\frac{2}{r}$时间尺度慢慢衰减。当摩擦增加时,震荡频率和衰减时间尺度也相应减少。如果摩擦增加到

$$r^2 > 4gA/A_b L$$

频率变成虚数(即该系统过阻尼),海盆停止震荡。由此表明,海峡对它连接的海盆有很强的控制作用。

除摩擦控制海峡水正压交换之外,Garrett(1983)又提出地转的控制作用。这个地转控制假设是:在海峡中,如果 $fA_0/L \gg (\omega, r)$,海峡中海流受地转控制,跨海峡的海平面差不能大于它连接的两个海盆的海平面差。这个假定还没有被观测所证实,可能是因为人们很难从摩擦控制中分离出地转控制量来。

对于次惯性流和潮流,在沿着海峡运动的动量平衡中,压强、加速度和摩擦力,在第一级近似中是平衡的。然而,海峡中沿着海峡运动的海流是地转流(与跨海峡方向海面坡度有关),并为观测所证实。

(二) 斜压流:稳态水力学

海峡分开的两个海盆,具有不同的密度,由于重力作用,将产生斜压交换。斜压交换的研究,就是试图了解在不同的几何尺寸、摩擦、旋转和混合的影响下,海流的最简单结构。目标之一,就是给水交换定量化。一端连接一个半封闭海盆、另一端连接更大水体的海峡,用守恒规律是比较容易估计斜压流的交换,并且给出一个合理的值。

二、海峡的潮汐特征

(一) 海峡较窄,潮流较强,潮波变形

琼州海峡一端连着南海广阔水域,一端连着北部湾,两端都有潮波向海峡内传播,因而等潮高线、同潮时线的分布要有别于直布罗陀海峡,即使如此,我们仍然看出两者之间的相似性。

图 8.5-1(a)中我们给出日潮 O_1、K_1 分量的潮高平均值在海峡内的分布,由图中可以看出,日潮潮波从东向西传播,等高值呈西北－东南走向,海峡

东口，其 O_1、K_1 分量的潮高平均值约为 25～30 cm，到了西口，潮高平均值增到 60～70 cm。日潮分量的相位角分布就与等潮高线分布不一样，开始由东向西传播，到了中间，已变为由北向南走向。似乎源地在三塘、海安附近，由那里起潮波向南传播，到达海峡南岸金牌、马村附近，相角推迟 6°，时间约晚 24 min。然而半日潮 M_2 与日潮传播恰恰相反，见图8.5-1(b)：

日潮由东向西，半日潮则由西向东；

相位角等值线近似南北方向，而潮高等值线在海峡中部则变为东西方向。最低值在海南岛新海—马村附近，然后向北增加。形成由北向南传播特征。

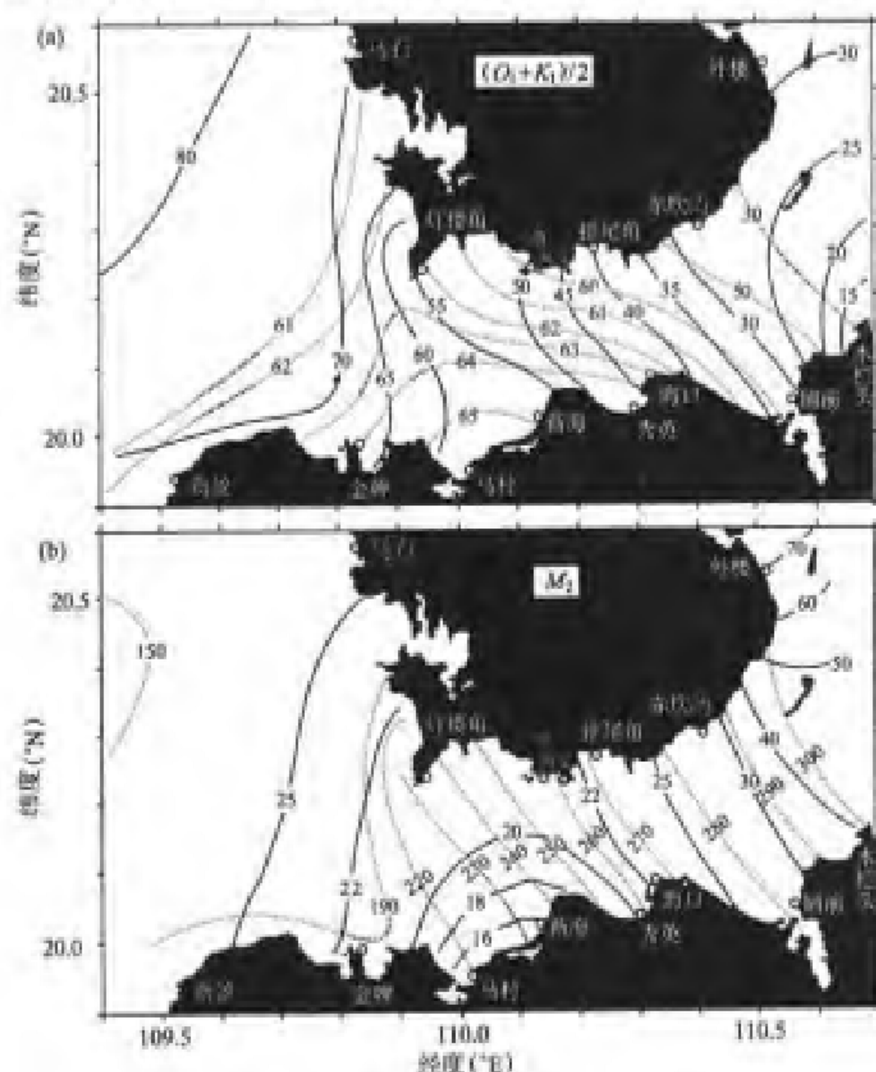


图 8.5-1　琼州海峡日潮和半日潮传播特征

(a) $\left(\frac{O_1+K_1}{2}\right)$ 潮高(实线)与相位角(虚线)分布；

(b) 半日潮 M_2 与潮高与相位角(侍茂崇、陈长胜等，2002)

(二) 理论与观测结果

如果海峡足够窄,即宽度 $W \leqslant R_0$(C. G. Rossby 变形半径),海面从一端向另一端做线性变化,在海峡内梯度很大,即在同一时间内,海面有较大倾斜。

对于短的海峡(长度/宽度≈1),由于端点效应,海面强梯度不在海峡中,而是越过海峡,即使 $W \leqslant R_0$,也是如此。但是一些海峡却与此不同,如加拿大西海岸温哥华岛南部 Juan de Fuca 海峡其同潮时线与海峡轴线垂直,振幅向里增大。同潮差线在海峡西部也是与海峡轴线相垂直,但是在北部则变成与海峡轴线相平行,潮流和水位观测证实,与 Kelvin 动力平衡相一致,这种情况表明有局部无潮点出现,由于摩擦作用,这个无潮节点跑到水道外面去了。

三、海峡中内波的传播

(一) 特征

海峡的地形对低、高频流场都有强烈的影响,在海底地形凸起的地方,以及在海峡最狭窄的地方都会发生海流的压缩和流速强化。

直布罗陀海峡中最明显的物理海洋学特征,是在大西洋水和地中海水之间分界面(大西洋水在上、地中海水在下)不是保持恒定深度,而是产生周期性升降运动,并且出现东流的大西洋水突然加速的现象(流脉冲)。这种现象经常作为内潮或者 "速度锋"通过来解释。

根据水文观测资料证实,两个水层之间分界面,1 h 内可以下伸 200 m,次表层流可以突然增加 1 $m \cdot s^{-1}$的速度。Lacombe 和 P. Richez(1982)指出,界面加深和流速增大都与一系列表面"波纹"向东传播有关。这表面光滑的"波纹",出现时间一般是高潮时刻在海底隆起处发生。"流脉冲"出现之后以 3~4 节速度向东传播。

(二) 结果分析

根据多普勒声学剖面海流计在直布罗陀海峡狭颈处 37 d 的观测结果,可以看出如下规律:

一是,小潮期间流速上下层切变十分强烈,如果把切变的下缘标出来,则可看出,它呈一种波动向前传播[图 8.5-2(a)],波面上部是大西洋水向地中海流动,波面下部是地中海水向大西洋流动。

二是,大潮期间高切变层更厚,垂直振动更大,表现为一日两次振动[图 8.5-2(b)]。东向流在 5~10 min 内速度突然增强为 1 $m \cdot s^{-1}$,这就是速度锋。



三是，切变层一般平均深度 120 m。从流的实测记录可以看出，潮流影响非常强烈。上层大西洋水向东流动峰值超过 2 $m\cdot s^{-1}$，下层地中海水西流速度峰值也超过 2 $m\cdot s^{-1}$。

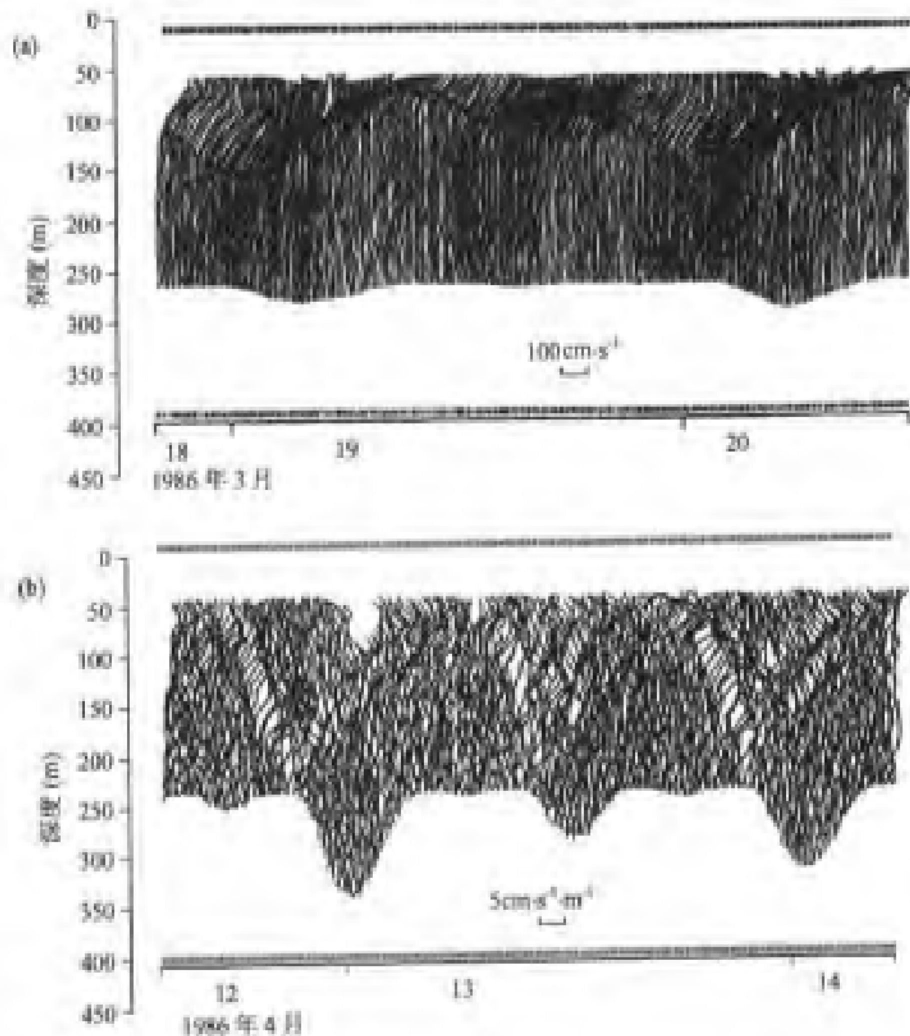


图 8.5-2 小潮和大潮期间海流向东的速度分量剖面
(a)小潮 (b)大潮(N. R. Pettigrew and R. A. Hyde, 1989)

四、地形的非线性调整及半咸水扩散

(一) 密度分层的作用

密度较轻的表层，对大洋是无足轻重的，然而对海峡却是十分重要的。特别是旁临河口的海峡，那里有咸淡水源。咸淡水入海后产生一个沿岸流，其方向指向入海方向的右面。开始沿岸流主要是惯性的，近一步发展变成半地转的，其动力学与海峡水交换密切有关。这些简单的动力平衡曾被海峡内部的

非稳定性，被低密度水交换，被风应力等扰动所打断。在这些扰动中，低密度水层必须调整，以使其水平压强梯度力和科氏力之间达到平衡。在高速过程中，低密度层的行为受到重视。特别重要的是，我们要解决的最简单问题是如何保持层化效应和平流？而在解决过程中略去地形影响和复杂的初始条件，略去表层锋和全部摩擦的影响。

（二）初始稳定的低密度水层的扩散

这里我们考虑一个特殊的 Rossby 问题：一个初始稳定的低密度水层，其厚度为 h，在 $x=0$ 处被一个临时"堤"堵起来，其下面是更厚的、密度更高的水体。

1．初始条件

$$h(x,y,t<0)=\begin{cases}1 & x\leqslant 0\\ \delta & x>0\end{cases} \tag{8.5-5}$$

$$u(x,y,t<0)=v(x,y,t<0)=0 \tag{8.5-6}$$

此处，u,v 是 x,y 方向速度分量。

2．运动方程

在 $t=0$ 时刻，抽去这个挡水"堤"，这层淡水在自身重力作用下向前运动，运动是非常复杂的，但是，长波运动方程提供了一个非常好的模式，用局地惯性周期和内 Rossby 变形半径作为时间和长度尺度，略去 y 方向速度变化，经无维化处理之后的长波运动方程为

$$\frac{\partial h}{\partial t}+\frac{\partial uh}{\partial x}=0 \tag{8.5-7}$$

$$\frac{\partial u}{\partial t}+u\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial h}{\partial x}-v=0 \tag{8.5-8}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t}+u\frac{\partial v}{\partial x}+u=0 \tag{8.5-9}$$

取 $t=0.05$，以去掉高频振荡。图 8.5-3 给出 $\delta=0.25$ 条件下非连续的数值调整。从图中可以看出其具有如下特征：

(1) 变化之始与 Stoker 描述的非旋转性相似：非连续性向右传播，在 $t=10$时，向右传播的不连续已变成一个小涟漪，而紧跟着第二个小涟漪又出现。在 $t=25$ 时，向右传播的那个跳跃已经很弱。$u\dfrac{\partial u}{\partial x}$在动量平衡中已变成重要项。向右传播的跳跃衰减现象是可以理解的，因为一个压缩波的波峰后面没有 Poincare 波，它不能加强这种跳跃。

(2) 在原始位置处，还有一个类似涌潮的波点向左传播，并且随着时间增

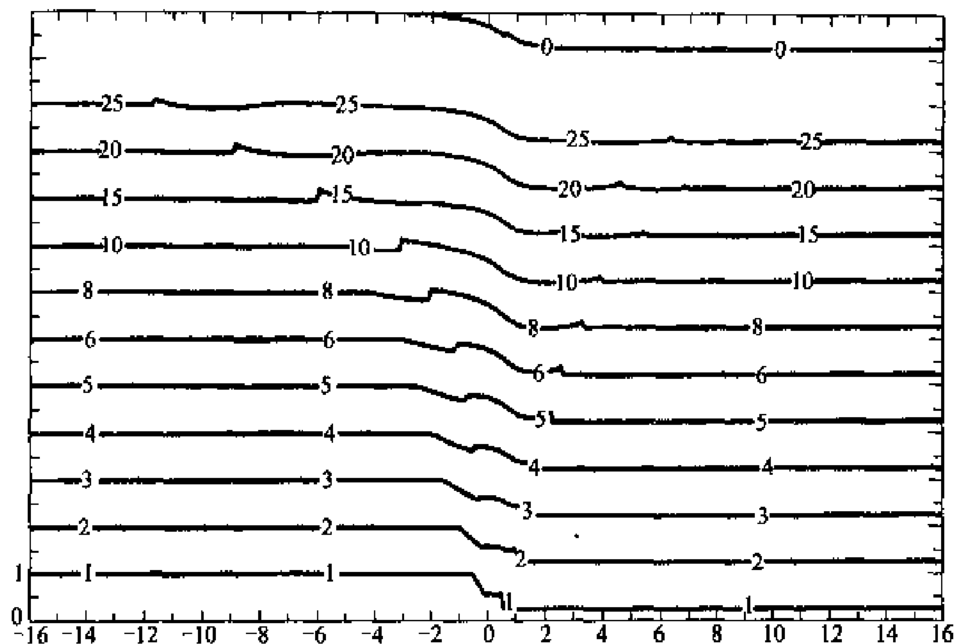


图 8.5-3 在地转调整过程中水层深度的数值解($\delta=0.25$)

大并加速传播。向左传播的跳跃,其后面则紧跟着 Poincare 波,而且非线性长波模式中,它很明显地表现出压缩波高度变尖的广为人知的特征,同时 Poincare 波的非线性变尖所引起的二级跳也非常明显。

(3) 在跳跃点附近和原始位置处,有高波数的振动出现。

(4) 当所有波能传播到很远(大的 x)之后,这种调整才渐渐平复。

第六节 陆架风生海流

风生海流是大洋中一种重要流动,在陆架上更是如此。这是因为,陆架水浅(典型的水深浅于 100 m),所以风的能量集中在较浅水体内,可以产生较强的海流,而外海风应力涡度,分布在空间尺度约 1 000 km 的海面上,水深超过几千米,因此流速较低;海岸的固体边界,阻断表层 Ekman 输送,引发了靠近岸壁的垂直运动。

一、无海岸存在、深水区的上 Ekman 层输运

深水区无海岸存在的风生海流,其机制类似于大洋的的风漂流。第六章我们曾介绍,在远离海岸的深水大洋里,当定常持久的风力作用于海面时,所产生的大尺度流动是定常的。由于风生海流的实际铅直尺度 D 与 Ekman 深

度同量级，所以，铅直湍流摩擦力必须考虑。此外，假定海水密度是常量，持续的定常风力又是均匀的，因此认为海面无升降，水平压强梯度力为零。根据以上情况可以认为，漂流是铅直湍流所产生的摩擦力与科氏力相平衡的产物。

大量观测和理论研究表明，海洋上混合层存在激烈的湍流混合。这种激烈混合足以破坏任何温跃层或盐跃层。上混合层的典型深度是 10～100 m。具体深度则决定于表层加热（使水层稳定）、风吹、表层冷却、波浪破碎或水柱中非稳定切变（使水层产生不稳定）诸因素之间斗争结果。而在激烈的混合层下面，湍流情况要小于上近表层。这是因为，层化结果使下层流更加稳定。

但是，风场并非总是定常的，特别是北半球大陆架附近，风随时间有周期性变化。本章采用风场与时间是三角函数关系，它将更接近实际。

（一）给定条件

风应力主要影响是在上边界层（上 Ekman 层）中，并且作为时间的周期函数；

上边界层内 Rossby 数 $R_0=\frac{v_0}{f_0L_0}$ 一般很小（参见第五章），于是，上 Ekman层的运动方程中非线性项可以略去；

略去水平湍流摩擦项。

（二）运动方程

减去与水平压强梯度力$\left(\frac{\partial p}{\partial x},\frac{\partial p}{\partial y}\right)$有关的流动之后（或者与压强有关的流动较弱，在方程中可以略去），运动方程变为

$$\frac{\partial u_E}{\partial t}-fv_E=\frac{1}{\rho}\frac{\partial \tau^x}{\partial z} \tag{8.6-1a}$$

$$\frac{\partial v_E}{\partial t}+fu_E=\frac{1}{\rho}\frac{\partial \tau^y}{\partial z} \tag{8.6-1b}$$

式中，u_E、v_E 分别表示上 Ekman 层中 x、y 方向速度分量；ρ 是水的密度；τ^x、τ^y 是 x、y 方向的垂直涡动应力；t、z 表示时间和垂直坐标。

如果在混合层之下湍流混合消失，那么对(8.6-1)式垂直积分，结果就变为

$$\frac{\partial U_E}{\partial t}-fV_E=\frac{1}{\rho}\tau_0^x \tag{8.6-2a}$$

$$\frac{\partial V_E}{\partial t}+fU_E=\frac{1}{\rho}\tau_0^y \tag{8.6-2b}$$

τ_0^x、τ_0^y 是海面风应力；x、y 方向分量 U_E、V_E 是 Ekman 层中 x、y 方向单宽水体输运。进一步假定：

$$\tau_0^x = 0$$

$$\tau_0^y = T\cos\omega t$$

式中 T 是海面风应力辐值，ω 是风应力变动频率。

于是求得下列解：

$$U_E = \frac{fT}{\rho}(f^2 - \omega^2)^{-1}\cos\omega t \tag{8.6-3a}$$

$$V_E = \frac{-\omega T}{\rho}(f^2 - \omega^2)^{-1}\sin\omega t \tag{8.6-3b}$$

(三) 讨论

由(8.6-3)式可见，在低频时($f \gg \omega$)，旋转效应占主要地位，Ekman 输运指向风应力方向右面 90°角；在高频情况下($\omega \gg f$)，输运方向和风向一致，但是位相延迟 1/4 周期。在多数情况下，风向有超过 7 d 以上的变化周期，低频是主要的，所以低频情况得到广泛应用。

实际观测证明，在海洋中，当表面 Ekman 层深度超过表面混合层深度时，横向的 Ekman 输运和理论值$(f\rho)^{-1}\tau_0^y$ 非常接近。

与压力有关的流会影响 Ekman 层。最简单的例子是，一个地转的、沿着 y 方向的海流在 x 方向存在变化，即 $v_0(x)$存在，那么，(8.6-3a)式就变为

$$U_E = \rho^{-1}T\left(f + \frac{\partial v_0}{\partial x}\right)^{-1}\cos\omega t \tag{8.6-4}$$

全部的涡度是 $f + \frac{\partial v_0}{\partial x}$，它是空间的函数。即使风场均匀，在 Ekman 输送中，仍然可以辐合或辐散。

二、有海岸存在、考虑海底摩擦的上 Ekman 层输送

(一) 运动方程

当表面 Ekman 输送遇到边界，就会在海岸边产生辐合或辐散，就会引起海面升高或降低，因而$\frac{\partial p}{\partial x}$，$\frac{\partial p}{\partial y}$就不能略去。当然，这里没有考虑非线性和密度变化。对运动方程进行深度积分，就得到

$$U_t - fV = -\frac{1}{\rho}hp_x + \frac{1}{\rho}(\tau_0^x - \tau_b^x) \tag{8.6-5a}$$

$$V_t + fU = -\frac{1}{\rho}hp_y + \frac{1}{\rho}(\tau_0^y - \tau_b^y) \tag{8.6-5b}$$

$$U_x + V_y = 0 \tag{8.6-5c}$$

式中，τ_b 是底应力；$h(x)$是水深；p 是压强；U，V 是x，y 方向输运。

(二) 给定条件

1. 假定底应力与深度平均流速成正比：

$$\tau_b^x = \rho r h^{-1} U$$

$$\tau_b^y = \rho r h^{-1} V$$

式中，r 是阻力系数，其量级为 $r = O(0.05\ \mathrm{cm \cdot s^{-1}})$，表明边界层相对深度要小得多。

2. 应用长波近似法很容易对(8.6-5)式求解。在这个近似中，时间尺度长于惯性周期(如天气变化的时间尺度远大于一天)，即 $f \gg \omega$。

3. 跨越陆架的底应力也略去 $f \gg rh^{-1}$。

4. 沿岸尺度大于横岸尺度(一个天气系统就是如此)：$L^y \gg L^x$。因此，

$$\frac{L^x}{L^y} = O\left(\frac{\omega}{f}\right) = O\left(\frac{r}{hf}\right) \ll 1$$

5. 长波近似结果，沿岸流大于横岸流：$V \gg U$。

6. 定常风应力假定：

(1) 沿岸风应力在横陆架方向也是均匀的，即

$$\tau_0^y = \begin{cases} 0 & t < 0 \\ T & t > 0 \end{cases}$$

(2) 均匀风场在沿岸方向无变化，即

$$\frac{\partial}{\partial y} = 0$$

根据(8.6-5c)的连续方程：$u_x = \dfrac{\partial u}{\partial x} = 0$，又由于通过岸壁不能有垂直流速分量($u = 0$，$x = 0$)，所以深度积分的跨陆架输运到处都为零。但是，这不意味着没有跨陆架的流。

7. 根据条件 6，水位在 y 方向无梯度。

(三) 方程的解

$$-fv = -\frac{1}{\rho} h p_x \tag{8.6-6a}$$

$$v_t + fu = +\frac{1}{\rho}(\tau_0^y - \tau_b^y) \tag{8.6-6b}$$

从(8.6-6b)可以得出

$$u = -\frac{1}{f}v_t + \frac{1}{\rho f}\tau_0^y - \frac{rv}{fh} = 0 \equiv$$

$$u_I + u_{E_0} + u_{E_B} = 0 \qquad (8.6\text{-}7a)$$

式中，u_I 是内部无摩擦输运；u_{E_0}是表面 Ekman 输运；u_{E_B}是底 Ekman 输运。由此可见，表面 Ekman 输运，要被深层水柱中的流补偿。

根据初始条件，$t=0$，$v=0$，求得

$$v = \frac{hT}{\rho r}[1 - \exp(-rh^{-1}t)] \qquad (8.6\text{-}7b)$$

（四）讨论

1. 开始，$t \ll h^{-1}$，$v = \frac{T}{\rho}t$，是稳定的加速运动，表面 Ekman 输运，由内部流补偿(因为 $u_{E_B} \ll u_I$)。随着时间加大，当 $t \gg h^{-1}$，海流调整到稳态，$u_I = 0$，表层 Ekman 输运完全被底层流动补偿。注意：摩擦时间尺度 h^{-1}依赖于水深，浅水要比深水更快达到稳定。

2. (8.3-6a)式表明，海面变化与沿岸流有关。

3. 靠近海岸、浅于 30 m 的水域，表、底边界层合并，水柱中水呈湍流状态，这时就没有“无摩擦的内部”(Lentz, 1994)。这个复杂的区域，通常叫内陆架，从观测和理论研究的两个方面，我们对此都知之甚少。一些人在做数模时，假定在整个陆架上是一个定常的粘滞系数。他们发现，一个假想的海岸墙放在水深超过 Ekman 层厚度 3 倍的地方，略去内陆架，不会影响深水的解。

三、地形陷波

对安大略湖观测表明，那里存在地形陷波：平均沿岸压强梯度维持与平均风向相反的水流。

在线性理论中，波状运动不产生平均压强梯度或者平均流，除非他们是衰减的。在安大略湖中观测到的地形陷波之衰减周期(e 的指数衰减)短于14 d。湖的南岸有较强的东向沿岸流，几天之后，以气旋式旋转转向北岸，变成强的西向流(图 8.6-1)，它们没有存在多久，另外半周的东向流又取而代之。以这种波出现的沿岸流是由宽约 15 km 的海岸带内压强场产生的。而压强场则是由一个连续的东向风暴产生的。

图 8.6-1 是 1973 年 1 月平均流。平均风向东，即风直接沿着湖的长轴方向吹，平均风速 4.7 m·s^{-1}。湖的南岸，开始在很薄的边界中是东向流，然后

流辐变宽，在最东端，这个变宽的流向西转，与平均风的方向相反；湖的西端，东向流应该很宽，然后转一个角度向南，在南岸那个薄的东向流边界层之外，形成西向流；在气旋式环流北岸，边界层加厚，地形波的范围符合线性模式。可以得到平均风生环流的稳态解，当然这些解是局限于海岸带部分。其中摩擦起着很重要的作用。

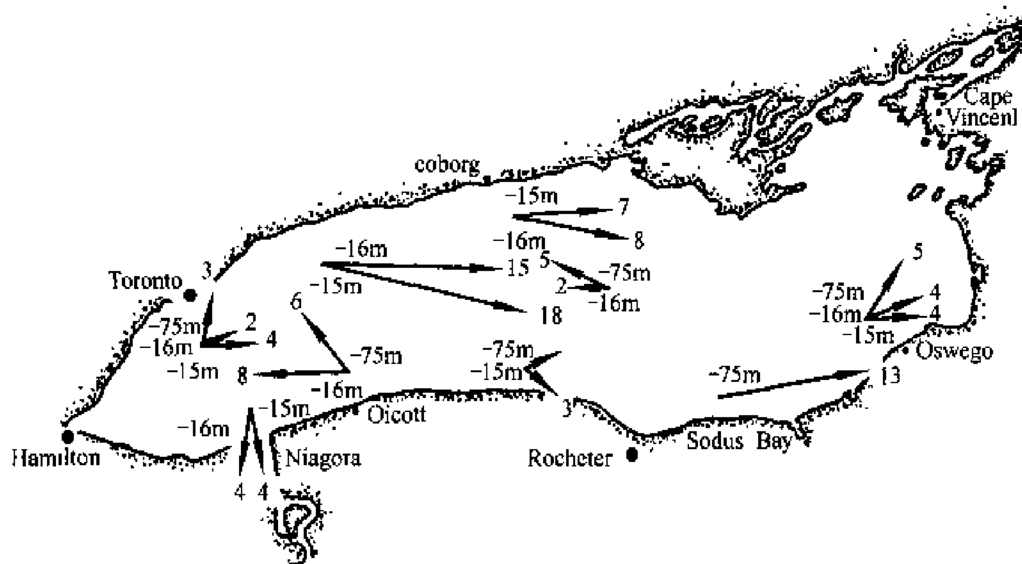


图 8.6-1 安大略湖中观测到的地形陷波

一种海岸捕捉的摩擦流模式，对浅海并不特别有效，但是对相邻开敞大洋的陆架是有用的。沿着北美洲西岸的地形波已经被 Cutchin 和 Smith 发现(1973)。Beardsley 和 Butman(1974)也发现，在风暴期间，沿着北美东岸出现相对较强的沿岸压强梯度。如果这些都与衰减地形波有关，那么，我们就可以期望在东岸非规则地形中，这种衰减波也是很重要的。大尺度风场、径流对压力分布都有影响。

（一）给定条件

1．海岸长而平直；深度 h 是离岸距离的函数 $h=h(x)$，并且在离岸 l 范围内，深度变化显著。l 的量级是 10～100 km。边缘深度约 100 m。

2．风应力沿着海岸方向吹动。在一定距离(量级 k^{-1})内是变化的：$\tau_0^y=\tau_1^y\cos ky$。k^{-1}远大于 l，因此，$kl\ll 1$。

3．水柱均匀，运动为定常状态$\left(\frac{\partial u}{\partial t}=\frac{\partial v}{\partial t}=0\right)$。

4．底摩擦与平均速度成正比。但是，x 方向底摩擦分量可以忽略。

(二) 运动方程

1. 坐标系中，y 轴与海岸相合，x 轴指向外海，于是(8.6-5)式略加改造，就得到全层平均速度动力方程：

$$
\begin{aligned}
-fv &= -g\frac{\partial \zeta}{\partial x} \\
+fu &= -g\frac{\partial \zeta}{\partial y} + \frac{\tau_0^y}{h} - \frac{rv}{h} \qquad (8.6\text{-}8) \\
\frac{\partial(uh)}{\partial x} &+ \frac{\partial(vh)}{\partial y} = 0
\end{aligned}
$$

将方程(8.6-8)中 u, v 消去，变成水位 ζ 的微分方程：

$$
\frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} + \frac{f}{r}\frac{\mathrm{d}h}{\mathrm{d}x}\frac{\partial \zeta}{\partial y} = 0 \qquad (8.6\text{-}9)
$$

2. 边界条件

(1) 在陆地边界处($x=0$)：没有侧向输运，即 $uh=0$；

海底摩擦没有变为无穷(海底摩擦是$\frac{rv}{h}$，在岸边 h 为零)，而是一个定值，即

$$
\tau_{b0} = rv \qquad (8.6\text{-}10)
$$

将方程(8.6-8)中第一项代入(8.6-10)中，于是求得

$$
\frac{\partial \zeta}{\partial x} = \frac{f\tau_{b0}}{rg},\ x = 0 \qquad (8.6\text{-}11)
$$

(2) 在无穷远处(第二边界条件)有

$$
\begin{aligned}
\zeta &= 0, \qquad x \to \infty \\
v &= 0, \qquad x \to \infty
\end{aligned} \qquad (8.6\text{-}12)
$$

(三) 解的一般特征

1. 横陆架方向输送

根据方程(8.6-8)式中第二项，结合(8.6-12)式的边界条件，可以求得与 Ekman 通量相似的结果：

$$
u = \frac{\tau_0^y}{fh},\ hu = U = \frac{\tau_0^y}{f} \qquad x \to \infty \qquad (8.6\text{-}13)
$$

2. 沿陆架方向输送

根据方程(8.6-8)中第三项，积分，可得

$$
\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}y}\int_0^\infty vh\,\mathrm{d}x = -\frac{\tau_0^y}{f} \qquad (8.6\text{-}14)
$$

$$\int_0^{\infty} vh\,\mathrm{d}x = -\frac{\tau_1^y}{kf}\sin ky + c \tag{8.6-15}$$

从(8.6-15)式看出，穿过和 y 垂直的任一断面上的水体输运通量，与海底地形无关。

3. 流函数 ψ

根据方程(8.6-8)中第三式，可以得出流函数 ψ：

$$uh = \frac{\partial \psi}{\partial y},\ vh = -\frac{\partial \psi}{\partial x} \tag{8.6-16}$$

方程(8.6-13)~(8.6-15)表明，流函数 ψ = 常量的流线，在复杂的地形上可以产生扭曲。对于给定的风应力场，流线总数和它们的渐近线，在研究区域（从岸到外）都是相同的。从物理意义上说，上述限制表示：近岸海水运动是沿岸方向的，与风一致；远岸处海水运动与风向垂直。方程(8.6-8)的解将告诉我们这些输运是如何发生的。更重要的是，"海岸约束"到底有多远。在一些简单的"局地"Ekman 模式中，这个约束是加在海流上，当然在近岸带此种做法是受到限制的。

（四）方程的解（以 $h = sx$ 作为特例）

方程(8.6-9)可以用变量分离法求解，即

$$\zeta = Z_1(x)Z_2(y) \tag{8.6-17}$$

将(8.6-17)式带入(8.6-9)式，可得

$$\frac{Z'_2}{Z_2} = \frac{r}{fh'}\frac{Z''_1}{Z_1} = 常量$$

沿岸水位应该与沿岸周期性风应力（波数为 k）相类似，于是，

$$Z_2 = e^{inky},\ n = 1, 2, 3\cdots\cdots \tag{8.6-18}$$

而离岸的水位分布微分方程是

$$\frac{\mathrm{d}^2 Z_1}{\mathrm{d}x^2} + \frac{\mathrm{i}nkf}{r}\frac{\mathrm{d}h}{\mathrm{d}x}Z_1 = 0 \tag{8.6-19}$$

根据无穷远点边界条件(8.6-12)得到

$$Z_1 = 0, \qquad x \to \infty \tag{8.6-20}$$

根据岸边边界条件(8.6-11)可以求得

$$\tau_{b0} = \frac{rg}{f}Z'_1(0)e^{inky} \tag{8.6-21}$$

如果为

$$\tau_{b0} = \tau_{bn}e^{inky} \tag{8.6-22}$$

则条件很容易满足。

将(8.6-22)式代入(8.6-21)式，可求得

$$\frac{dZ_1}{dx} = \frac{f\tau_{bn}}{rg}, (x=0) \tag{8.6-23}$$

利用方程(8.6-20)、(8.6-23)，可对方程(8.6-19)求解；如果 $h=h(x)$，可以用数值计算方法求解；如果陆架坡度定常，可以求出解析解。假定 $h=sx$，方程(8.6-19)在满足无穷远处边界条件之后，可得

$$Z_1 = A\exp[-(1-i)(x/L)] \tag{8.6-24}$$

此处 $L=(2r/fks)^{1/2}$，是离岸分布的长度尺度；A 是一个复杂的常数，根据方程(8.6-23)可求得

$$A = -\frac{1+i}{\sqrt{2}}\frac{\tau_{bn}}{g}\left(\frac{f}{rks}\right)^{1/2} \tag{8.6-25}$$

根据方程(8.6-8)，可以求出其他变量。这里只对基本波 $n=1$ 给出：

$$\begin{aligned}
&\tau_0^y = \tau_1^y\cos ky \\
&\frac{\zeta gs}{\tau_1^y} = \frac{2}{kL}e^{-x/L}\sin\left(ky+\frac{x}{L}-\frac{\pi}{4}\right) \\
&\frac{uhf}{\tau_1^y} = \cos ky - e^{-x/L}\cos\left(ky+\frac{x}{L}\right) - \\
&\qquad \sqrt{2}\frac{x}{L}e^{-x/L}\cos\left(ky+\frac{x}{L}-\frac{\pi}{4}\right) \\
&\frac{vr}{\tau_1^y} = e^{-x/L}\cos\left(ky+\frac{x}{L}\right) \\
&\frac{\psi fk}{\tau_1^y} = \sin ky - e^{-x/L}\sin\left(ky+\frac{x}{L}\right) - \\
&\qquad \sqrt{2}\frac{x}{L}e^{-x/L}\sin\left(ky+\frac{x}{L}-\frac{\pi}{4}\right)
\end{aligned} \tag{8.6-26}$$

(五) 讨论

1. 从(8.6-26)式可以看出，在岸边($x=0$)，速度 v 和风应力同位相。其物理意义是，根据方程(8.6-8)的第二式，在极浅海域，风应力一定要与底摩擦力平衡，沿岸压强梯度力和科氏力很小而略去。底应力当然与沿岸流位相一致。

2. 沿岸压强梯度力(ζ)与沿岸流速度(V)位相相差 $3\pi/4$。它意味着，在

岸边 75%的岸线上，压强梯度力与风应力反向。

3. 表面高度定常的位相线和沿岸速度，对 x 轴有 $\tan^{-1}kL$ 倾斜。

4. v 和 ζ 从岸边向外海衰减，到距离 L 处，两个值都可以忽略。远离海岸的输运，成了与局地沿岸风应力有关的 Ekman 输运。

5. 由图 8.6-1 可以看出，在岸边，流是顺风的，沿岸流速度与风应力是同位相的，离开海岸一定位置，海流就转向，和风向相反。它是由于沿岸压强梯度力产生的，因为离岸一定距离外，压强梯度力也与风向相反。远离海岸的输运成为 Ekman 漂流。具体来说，Olcott 处，$ky=-2.2$，在这个位置上，靠近海岸的一个薄层内（小于 $1L$），有一个顺风流；稍远一些，在 $x/L=2$ 或 3 处（10 km 之外），海流转向；湖的北岸，$\frac{\pi}{2}>ky>-\frac{\pi}{2}$；南岸 Oswego 和 Rochester 处，ky 分别等于 2.20 和 3.14。

因为$\frac{\pi}{2}>ky>-\frac{\pi}{2}$，西端位相在 $-\frac{\pi}{2}$ 范围内，因而存在一个反气旋涡；东端位相在$\frac{\pi}{2}$范围内，因而存在一个气旋涡。

6. 因为不考虑密度变化，地形陷波最好的研究季节是秋、冬季。此时，湖水混合均匀，又有强风暴通过。

地形陷波的流型和地形涡的区别在于旋转和摩擦相关的重要性。如果标识海岸陷波流型的长度尺度 L，与湖的宽度可比，那就意味着不存在不受海岸影响的中心区，使得那里 Ekman 输运是在风向右面。给定 $L=4.5$ km，然而湖的宽度是 60～70 km，地形陷波模式可以基本满足，湖中间存在 Ekman 漂流。这个观点可以用观测加以证实。安大略湖底坡度仅在 10～15 km 范围内。

安大略湖近岸夏季平均环流在层化条件下环流更复杂。即使如此，夏季观测也表明，海岸捕捉的压力场和沿岸流是存在的。夏季平均环流一个分量是由跨越温跃层界面应力产生的。界面应力仅作用在海岸带有限部分（南岸的东半部分）。但是沿岸陷波流则在它的作用范围之外，在湖的东端转向，沿着北岸传播 200 km（与风向相反）。

（六）淡水流入的影响

淡水流入，也可以使海面升高。岸边淡水进入、混合，使海水密度产生 ρ' 变化。整体密度是 $\rho_0+\rho'$，$|\rho'|\ll\rho_0$。ρ'是淡水均匀加在水柱上引起密度变化，并且在 x 方向也以定常速率变化，即

$$\frac{1}{\rho_0}\frac{\mathrm{d}\rho'}{\mathrm{d}x}=\frac{1}{\chi}=\text{常数} \tag{8.6-27}$$

式中，χ 是密度分布的离岸长度尺度。这种理想化处理只有在美国东海岸的冬季是合理的。

在动力方程(8.6-8)中，离岸压强梯度力是用$\frac{\partial\zeta}{\partial x}$表示的。如果有水平密度存在，那么也有随深度具有线性变化的压强梯度：在海底是 gh/L，在海面是零，整个深度平均是 $gh/2L$。将这一项加到方程(8.6-8)的第一式中，就求得

$$-fv=-g\frac{\partial\zeta}{\partial x}-g\frac{h}{2L} \tag{8.6-28}$$

将方程(8.6-8)中第一项由(8.6-28)式置换，那么就有和(8.6-9)式相当的另一个 ζ 二阶微分方程：

$$\frac{\partial^2\zeta}{\partial x^2}+\frac{1}{\kappa}\frac{\partial\zeta}{\partial y}=-\frac{1}{2L}\frac{\mathrm{d}h}{\mathrm{d}x} \tag{8.6-29}$$

式中，$k=r[f(dh/dx)]^{-1}$。右边项，相当于热传导方程中内部热生项。“+”号表示热吸收。岸边淡化可以作为正 ζ 源引入。如果陆架坡度是常量，即 $\mathrm{d}h/\mathrm{d}x=s$，那么，传导也是常量($k=r/fs$)；分布源长度 $ks/2L=r/2fL$，也是常量。如果离岸密度梯度限制在海岸带的 $0\leqslant x\leqslant l$，$y\leqslant 0$ 的范围，那么，这个 ζ 源产生的表面高度分布为

$$\zeta=-\frac{ry}{2fL}\left[1-2i^2\mathrm{erfc}\frac{l-x}{2(-ky)^{1/2}}-2i^2\mathrm{erfc}\frac{l+x}{2(-ky)^{1/2}}\right],0\leqslant x\leqslant l$$

$$\zeta=-\frac{ry}{fL}\left[i^2\mathrm{erfc}\frac{x-l}{2(-ky)^{1/2}}-i^2\mathrm{erfc}\frac{x+l}{2(-ky)^{1/2}}\right],x\geqslant l \tag{8.6-30}$$

式中，erfc 是两次积分余误差函数。这个解靠近 $y=0$ 时，有虚假特征，因为在那里岸边淡水是突然出现。然而，在$(-ky)^{1/2}$很大时，应该给出淡水通量影响的真实图形。在大距离情况下，近岸 ζ 分布可以近似写成下式：

$$\zeta=(sl/L\pi^{1/2})(-ky)^{1/2}-(sx^2/4L) \tag{8.6-31}$$

由此给出$\frac{\partial\zeta}{\partial x}=-sx/2L=-h/2L$。根据(8.6-28)式，深度积分的沿岸流消失。从物理意义上说，海面高度分布使表层地转流指向 $-y$ 方向，底层地转流指向 $+y$ 方向。强烈的垂直混合消除了两个方向的流动。由此可见，近岸淡水注入，虽然产生海面升高，但是并没有在长长的陆架上产生净的沿岸输送。

第七节　海岸和陆架区浮力影响

一、浮力

我们关注近岸区域海洋动力学，是来自实际的需要。例如，航海所需的潮汐预报，防洪所需的风暴潮预报，岸外工程所需的海浪预报，都是近海研究的主要内容。21世纪，人类面临更严重的挑战，如水质和生态环境的保护。斜压的三维模式越来越被引入海岸和陆架海区计算中。于是就要求输入海面和边界上的浮力。

(一) 浮力定义

采用右手坐标系，z 轴向上。严格地说，浮力应该称为相对浮力，或约化重力。

$$b = -g\frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \tag{8.7-1}$$

式中，b 是浮力，ρ 是一个小水块的密度，ρ_0 是环境水体密度。若 $\rho < \rho_0$，则 b 为正值，表示浮力向上。斜压，表示等密度面与等势面不平行，彼此有交角。等势面总是成水平分布，这就意味着密度(浮力)在水平方向有变化。

(二) 密度(浮力)水平变化可以引起两种运动

1. 产生水平压力梯度

$$\frac{1}{\rho_0}\nabla_H P = \nabla_H\int_0^{\zeta}\frac{g\rho}{\rho_0}\mathrm{d}z + \int_{-z}^{0}\nabla_H b\,\mathrm{d}z = g\nabla_H\zeta + \int_{-z}^{0}\nabla_H b\,\mathrm{d}z \tag{8.7-2}$$

2. 在海底上垂直浮力可以产生顺坡力

$$b_{slope} = b\sin\theta \tag{8.7-3}$$

式中，θ 是海底坡度(海底对水平面的倾角)。

(三) 垂直浮力存在有两种阻碍

1. 垂直浮力梯度的存在，阻碍垂直运动。当一个平衡的水块，在外力作用下向上(或向下)移动一段距离，恢复力(浮力)就能引起水块以原来平衡位置，做上下振动。其振动频率是

$$N^2 = -\frac{g}{\rho_0}\frac{\partial\rho}{\partial z} = \frac{\partial b}{\partial z} \tag{8.7-4}$$

2. 垂直浮力梯度的存在，阻碍垂直混合。只有当湍动能量能够克服恢复

力时，才能发生垂直混合。判别标准是 Richardson 数，即

$$R_i = \frac{\partial b/\partial z}{(\partial u/\partial z)^2} \tag{8.7-5}$$

通常，R_i 很小(经典的是小于 0.25，一般是小于 1 即可)。

二、浮力通量

浮力是从海面或侧面(海岸或邻海)输入近岸海洋中。平流、混合或状态方程的影响，可以产生浮力再分布。表层浮力通量来自加热、冷却、淡水(降水或融冰)和增盐(蒸发或结冰)。海面单位面积浮力通量为

$$B_s = \frac{g\alpha Q_s}{\rho c_p} - \frac{g\alpha_T(Q_b + Q_c + L_v E)}{\rho c_p} + g\beta(P - E)S + g\beta(M - F)(S - S_i) \tag{8.7-6}$$

式中，Q_s 是太阳辐射热量；Q_b，Q_c，$L_v E$ 是接触热交换，有效回辐射和蒸发热交换；P、E 是降水和蒸发量；M，F 是融解和冻结水体；S，S_i 是海水盐度和冰的盐度。系数值由 Gill(1982)给出。

B_s 量纲为$[L^2T^{-3}]$，得到浮力为正，失去浮力为负。这些通量产生密度梯度(图8.7-1)。

图8.7-1(a)，(b)表明，由于浮力输入和(d)输出，引起温度，盐度(密度)空间变化；图8.7-1(c)，表示侧向浮力输入；图 8.7-1(d)表示垂直混合或者所有因子联合作用；图8.7-1(e)表示浮力再分布。当水柱密度垂直均匀(水的深度小于风或对流混合深度)，且平流和浮力扩散可以忽略时，水柱中浮力局部变化是

$$\frac{\partial b}{\partial t} = \frac{B_s}{h} \tag{8.7-7}$$

下面任一条件成立，平流和浮力扩散都可以忽略：

陆架广大区域受影响的时间足够长；

表面浮力通量出现在封闭或半封闭海域；

浮力通量出现在非常短的时间尺度内。

冬天，在浅水区海水密度很容易增大；春天、夏天，浅水增温快，更容易层化。

当浮力损失(增密)时，会出现一些特殊密度结构：河口区密度梯度反转(外海密度小)、陆架波折锋、增密的羽状锋等。当浮力输入时，会形成潮汐混合锋、陆架波折锋和淡水影响区。

三、重力环流

斜压密度场总是趋向密度均一，使得等密度线成水平分布，使势能变得最

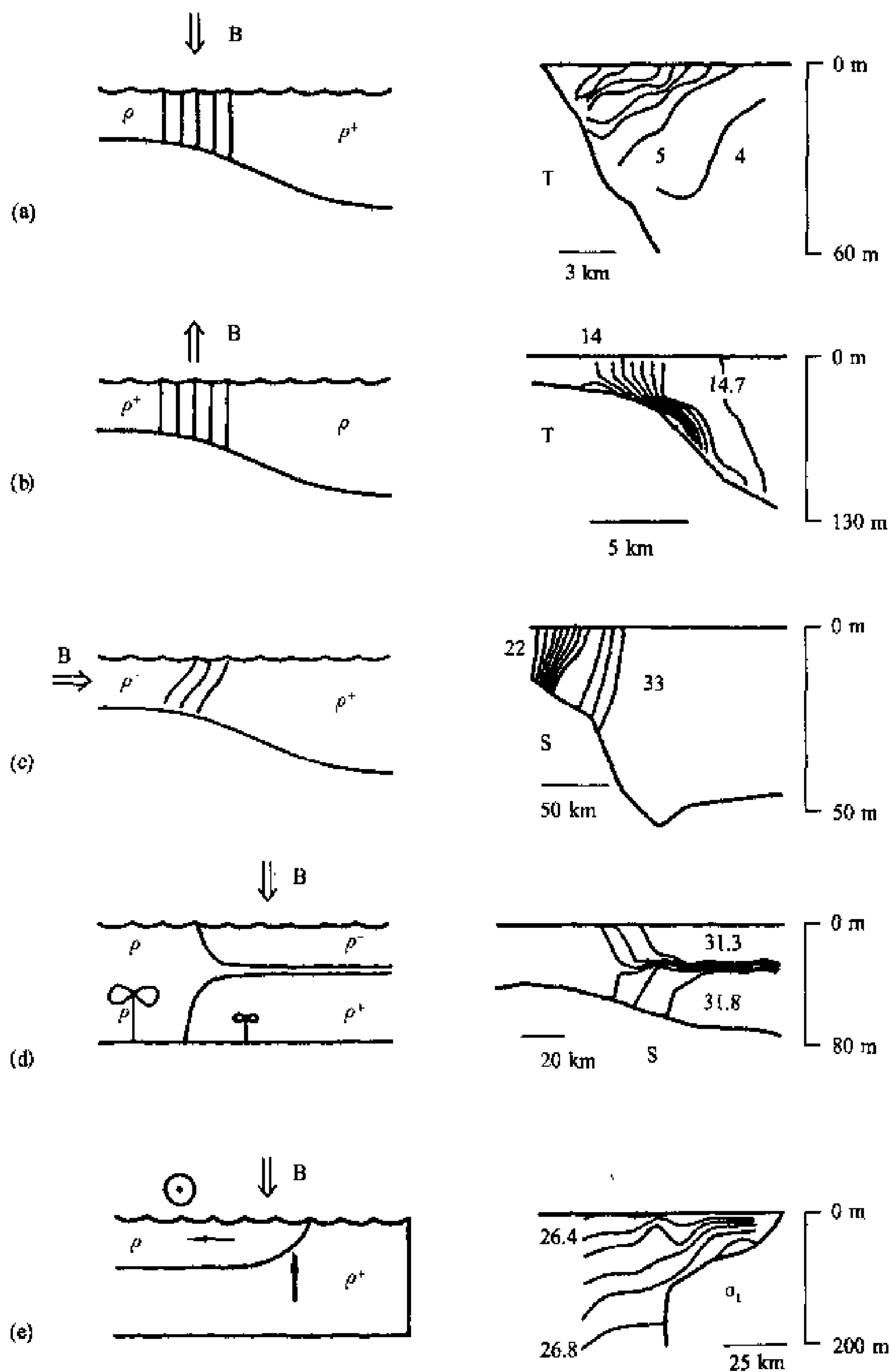


图 8.7-1 浮力输入和输出

小。在这个过程中,有两个决定因素发挥作用:一是,风和潮流引起的垂直混合;二是,地球旋转。图 8.7-2 给出混合与旋转对密度分布的影响。

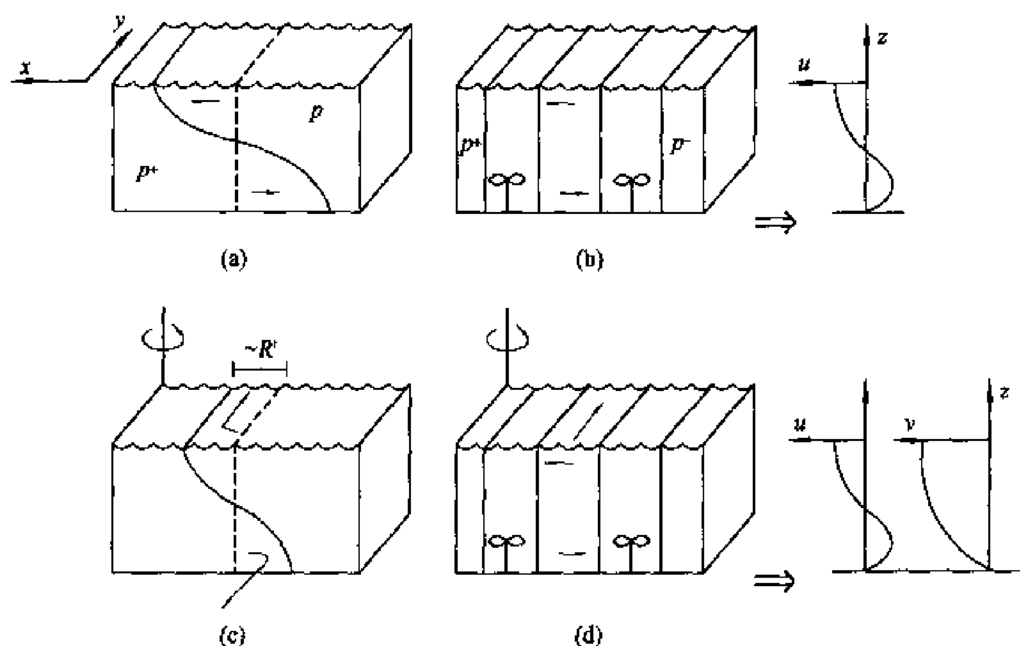


图 8.7-2　给出混合与旋转对密度分布的影响示意

图8.7-2(a)中，没有混合也没有地球旋转。这时流体只在重力作用下运动：密度大的流体沿着海底从左向右运动；密度小的流体从上部自右向左运动。最后轻的在上、重的在下，两者分界面成水平分布。

图8.7-2(b)中，有混合但没有地球旋转。这时流体在混合作用下，左右、高低密度流体成垂直均匀分布。但是，在重力作用下密度大的流体沿着海底从左向右运动；密度小的流体从上部自右向左运动。会出现弱的层化和斜压环流，可是，在混合作用下，立即将密度搅拌均匀，始终高密度在左，低密度在右。这个流非常接近 Hansen - Rattray 混合型河口密度流。垂直流速分布，可表示为

$$u(z)=\frac{gh^3}{48A_z\rho_0}\left[-8\left(\frac{z}{h}\right)^3-9\left(\frac{z}{h}\right)^2+1\right] \tag{8.7-8}$$

$z=0$ 和 $z=-h$，相应于海面和海底。在 Hansen - Rattray 模型中，既保持等密度线垂直，又要调整摩擦力使强混合减弱斜压环流（流与粘滞涡度成反比）。

图 8.7-2(c)中，没有混合只有旋转。这时流体先在重力作用下运动：密度大的流体沿着海底从左向右运动；密度小的流体从上部自右向左运动。但是，流体一旦运动，就受到科氏力作用：上部流体产生沿着 y 轴正方向运动的分速度，下部流体产生沿着 y 轴负方向运动的分速度。于是，在 x，y 坐标轴

上都有流速值。这就是经典 Rossby 地转调整。在一个惯性周期之后，科氏力产生的调整流将密度界面变成“S”形，并且限制在一个 Rossby 变形半径内，即

$$R' = \frac{(g'h)^{1/2}}{f} = \frac{\left(g\frac{\rho - \rho_0}{\rho_0}h\right)^{1/2}}{f} = \frac{\left(\frac{g}{\rho_0}\frac{\rho - \rho_0}{h}h^2\right)^{1/2}}{f} = \frac{Nh}{f} \qquad (8.7\text{-}9)$$

图 8.7-2(d)中，有混合也有旋转。这时流体在混合作用下，左右、高低密度流体成垂直均匀分布。但是，在重力作用下密度大的流体沿着海底从左向右运动；密度小的流体从上部自右向左运动。流体一旦运动，就受到科氏力作用：上部流体产生沿着 y 轴正方向运动的分速度，下部流体产生沿着 y 轴负方向运动的分速度。可是，混合作用立即将密度搅拌均匀，所以，不存在 Rossby 变形半径所定义的水平长度尺度，只有为地形和变量(垂直混合强度)的空间尺度所决定的长度。

最方便的是假定密度只有离岸变化，x 是跨岸方向，y 是沿岸方向，在浮力—摩擦平衡中，稳定的沿岸流垂直切变可用热成风方程来表达，即

$$\frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{g}{f\rho_0}\frac{\partial \rho}{\partial z} \qquad (8.7\text{-}10)$$

如果没有跨陆架输运，沿岸流速近海底处必然为零。沿陆架方向没有强迫力(风应力或梯度力)时，沿岸方向摩擦曳拉(也就是近底层流速)必然消失。摩擦力导致沿岸流对于热成风平衡的尺度降低。然而，跨陆架摩擦导致次级环流产生(表面离岸，底层向岸)。

第九章　中国海海流特征

按照海洋形态和水文特征，中国海可划分成两大区域。黄海、渤海、东海，合称为东中国海，基本上是位于同一大陆架上的边缘浅海，黑潮暖流系统流贯全境，并与沿我国近岸南下的沿岸流构成气旋式循环。南海，为一典型的深海海盆，具有热带深海的水文特点，其环流系统主要受季风的支配，带有漂流的性质。

第一节　东中国海的海流

东中国海的海流，主要是由黑潮暖流系统和中国沿岸流所组成，具有气旋式环流的性质。主流黑潮，经台湾和与那国岛之间的水道由太平洋进入东海。在台湾东北，黑潮向北分出一支，进入浙闽浅海，成为台湾暖湾。主流则沿着 200～1 000 m 等深线北上，至九州南端(29°30′ N，127°30′ E)附近分成两部分，其中大部分黑潮水转折向东，并通过吐噶喇海峡返回太平洋。还有一部分则沿九州西岸继续向北，直到济州岛附近逐渐转向东北，最后通过朝鲜海峡和对马海峡(即通常所说对马暖流)，进入日本海。这支流抵济州岛南，再分两支，其主支经朝鲜海峡

进入日本海，另一支转向西北插入黄海，成为黄海暖流。在海区的西部，中国沿岸流自北向南流动，至黄海南部逐渐向东偏转，遂与黑潮流系相接，构成了气旋式的海水循环(图9.1-1)。

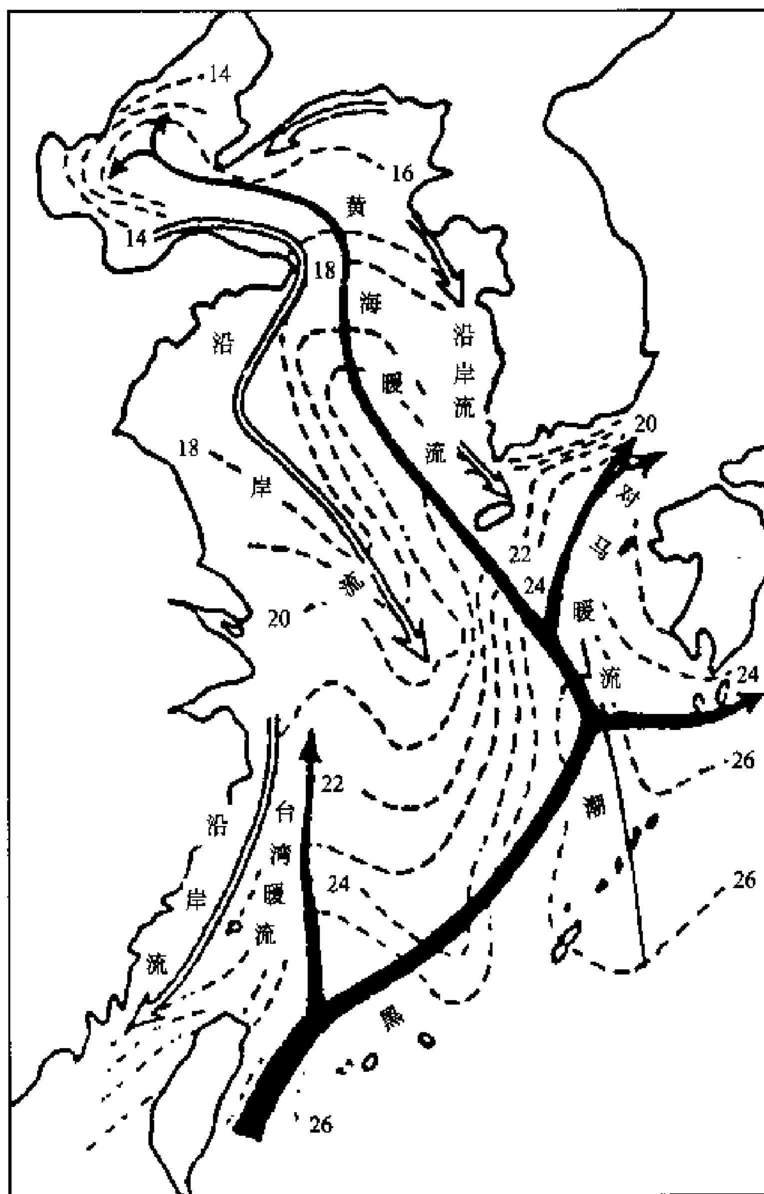


图 9.1-1　渤海、黄海、东海初冬环流模式与等温线
(虚线为等温线，数字单位为℃)

一、黑潮

这条海流起源于北赤道流。在菲律宾以东大约 12°～13° N 海面上，北赤道流分成南、北两支。其中，沿吕宋岛东岸向北流的一支，形成黑潮，将热带太

平洋高盐暖水带到东中国海陆坡区。流速高达 $1\sim2\ m\cdot s^{-1}$，厚度1 000多米，最大流量超过 $50\times10^6\ m^3\cdot s^{-1}$。在东海，相对于 700 db 以上水层的黑潮的平均流量也有 $21.4\times10^6\ m^3\cdot s^{-1}$(Saiki, 1985)，相当于长江径流的近 1 000 倍。从流速、流量和厚度等主要指标来看，黑潮仅次于北大西洋的湾流，堪称世界上第二支强大的海流。对这些海区的海况及其邻近陆地的气候，产生重大的影响。

黑潮在北上途中，由于受到地转偏向力的作用，海水密度结构发生与流场相适应的变化，表现出密度流的性质。自台湾至奄美大岛一段，平均流轴的走向几乎跟 200～1 000 m 等深线一致，黑潮大致沿着陡峭的狭窄大陆坡流动，所以说，黑潮路径一部分决定于海底地形。

在九州以南(29°30′ N, 127°30′ E 附近)，对马暖流分出后，黑潮转向 ESE 方向，并进入吐噶喇海峡，流轴位于屋久岛东南 50～70 km 附近。

黑潮水的涌升现象，主要发生在大陆坡和黑潮辐散区。大陆坡上的涌升现象与海流的动态有关。黑潮沿着东海大陆坡流动，导致等密度面向大陆架上方倾斜，形成了黑潮次表层水向大陆上方涌升的现象。这类涌升区比较稳定而且范围较广。在 30° N附近，有时黑潮水上升到大陆架上与黄海冷水相遇。又如在浙闽外海，黑潮水贴着海底可爬升到长江口外。海流的辐散区，一般也都有涌升现象发生。在东海，与黑潮辐散有关的涌升区，就是几个支流与黑潮主流分离的地方：一个在九州南黑潮与对马暖流分叉的地方，另外两个在五岛列岛附近及五岛列岛与济州岛之间的区域。

黑潮是支稳定的海流。但是，这并不意味着它没有多大变化。实际上，它时时刻刻都处于激烈的变化之中。比如，流轴的位置在一日之内可变动20 km左右；有的区域流速的变化竟达 $0.5\ m\cdot s^{-1}$之多。另外，还有长期变化，各种类型的周期性和非周期性变化等。其中最经常出现的是季风的影响和变化。

夏季，在偏南季风的作用下，黑潮的右边界被向西推移，而黑潮左侧仍在大陆架边缘，这样一来，主流的流幅变窄，因而导致表面流速增加，并且流轴也略向西偏移。冬季，情况刚好相反，在偏北季风影响下，主流流幅加宽，因而流速减弱，流轴略偏向东。

二、对马暖流

对马暖流是东海黑潮的最大分支。黑潮主轴通过吐噶喇海峡返回太平洋，还有一部分则沿九州西岸继续向北，直到济州岛附近逐渐转向东北，最后通过朝鲜海峡和对马海峡(即通常所说对马暖流)，进入日本海。流速为 $0.2\sim0.5\ m\cdot s^{-1}$，流量平均约 3.5 Sv，朝鲜海峡流量为 1.8 Sv，对马海峡流量为 1.7 Sv(Ruth H. et al,

1998),流幅平均为 90 km(夏季稍宽,九州西部为最宽,达 140~180 km)。

对马暖流具有强烈的季节变化,冬季,由于强烈偏北风的吹阻,暖流势力衰退;夏季,该区风向多偏南,而且风力较弱,因而暖流北上势力相对加强。其次,暖流的季节变化还与黄海水团的配置有关。夏季,黄海冷水团向大陆架边缘扩展,迫近暖流,由于这一季节黄海冷水与暖流的温差很大,故二者之间的锋区明显、密度梯度增大,导致暖流势力加强。

三、渤海、黄海环流

(一) 黄海暖流与黄海冷水团

1. 冬季

过去把黄海暖流定义为对马暖流在进入对马海峡之前、于济州岛之南分离出来的一支沿济州岛西部北上的海流。其中,一部分又向东转弯进入济州海峡(称为济州海流),再次回归到对马暖流中,流量约为 0.5 Sv(Ruth H. et al,1998);另一部分进入黄海中部,称为黄海暖流,构成冬季黄海环流的主体。由图 9.1-1 可见,在济州岛东南,等温线呈一舌状向西北突出并伸向黄海,暖流大体上就沿着这个水舌的轴线方向流动,其余脉可抵渤海。

黄海暖流循黄海底槽进入黄海后,便朝向西北方向流动,至 35° N 附近,从左侧分出一股与南下的苏北沿岸水汇合;主流至成山头以东,又从右侧分出一股,汇入西朝鲜沿岸流南下。主流进入北黄海后,转而向北,经老铁山水道进入渤海,一直向西延伸,至渤海西部因海岸阻挡而分成南、北两股。南股在渤海湾沿岸汇入鲁北沿岸流,并沿鲁北沿岸流出海峡;北股则沿辽西沿岸北上,至辽东湾顶与南下的辽东沿岸水相接,形成反气旋式循环,通常这一环流较南部环流更弱。暖流在北上途中,水深逐渐变浅,厚度变浅,流动渐缓,因而极易受沿岸水和当地气候条件的影响而变性,逐渐失去了原有的水文特征。

2. 夏季

入春之后,来自长江的冲淡水明显地向济州岛方向扩散,来自济州岛之南的暖水完全绕过济州岛进入济州海峡,以补偿流性质出现的黄海暖流消失,于是冬季存留下来的高温、高盐水不能得到补充而逐渐变性。夏季,残留于黄海近底层的黄海暖流水变成冷水团的一部分,直到秋末才消失。

此时,海水由于持续受热层化而分成上、下两层。潜居于下层的黄海冷水团,形成夏季一重要的密度环流,黄海冷水团密度环流也是夏季一支重要环流。在夏末秋初势力鼎盛时期可达表层。它的水平分布范围与黄海冷水团相当,它的方向与黄海环流(外循环)一致。冷水团密度结构主要取决于温度分布,因为它的盐度比较均匀。冷水团的温度,自冷中心向外逐渐增加,形成有

利于气旋式环流发展的密度场，密度流大体上沿着等温面流动。在冷中心附近，水平流动几乎消失。自冷中心向外，流速逐渐增大，最大流速出现在冷水团外沿等温线曲率最大的地方。

同时，黄海冷水密度环流具有明显的垂直运动。在冷水团的中心部位，底层海水穿过跃层而升达近表层，并向四周散布，而在沿岸一带海水下沉，削弱了深层海水在近岸一带与沿岸水的混合效应，起了保护冷水的作用；另一方面，由于上升流所导致的热对流与垂直涡动扩散效应取得平衡，而使冷水团的突兀锋面得以维持。因此，冷水团同其密度环流之间的关系，既互相制约又互为依存。

在沿岸水的挤压下冷水团徐缓地向南及东南方向扩展。因此，它阻塞了黄海暖流北上的通道，使暖流的厚度大减，在海区北部只有上表层海水参与了环流。

(二) 沿岸流

1. 冬季

(1) 渤海、黄海西部沿岸流。冬季盛刮偏北季风，风力大而且比较稳定。在渤海，强烈的偏北风使海水大量向鲁北沿岸壅积，形成了强大的坡度流——鲁北沿岸流。它自西向东流出渤海，在成山头附近，一部分与黄海暖流混合，大部分则绕过成山头入南黄海，其势力可达长江口附近，与东海沿岸流相接。黄海沿岸流又可分为南、北两支，北支称为鲁北沿岸流，南支称为苏北沿岸流。苏北沿岸流起源于海州湾附近。它同鲁北沿岸流汇合后，大体沿着 40～50 m 等深线南下，至长江口以北(33°～33° N)附近离开海岸转向东南，并越过长江堆侵入东海北部，通常可达 30° N 附近。这一过程自秋初开始，一直延续到冬末(图9.1-2)。

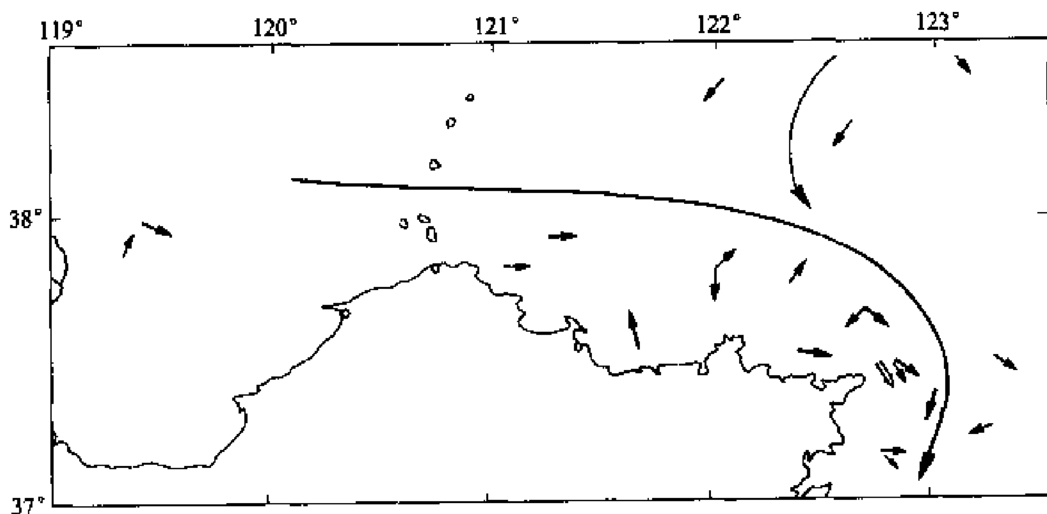


图 9.1-2 冬季余流矢量图(表层)

卫星图片也表明，冬季渤海 2～3℃ 低温水沿着山东半岛北部向东流动，宽度大约 30～40 km，绕过成山头之后分成两部分：一部分沿着海岸向西南方向运动，而大部分则从成山头起向南，前锋可以到达 36° N 附近(图 9.1-3)。

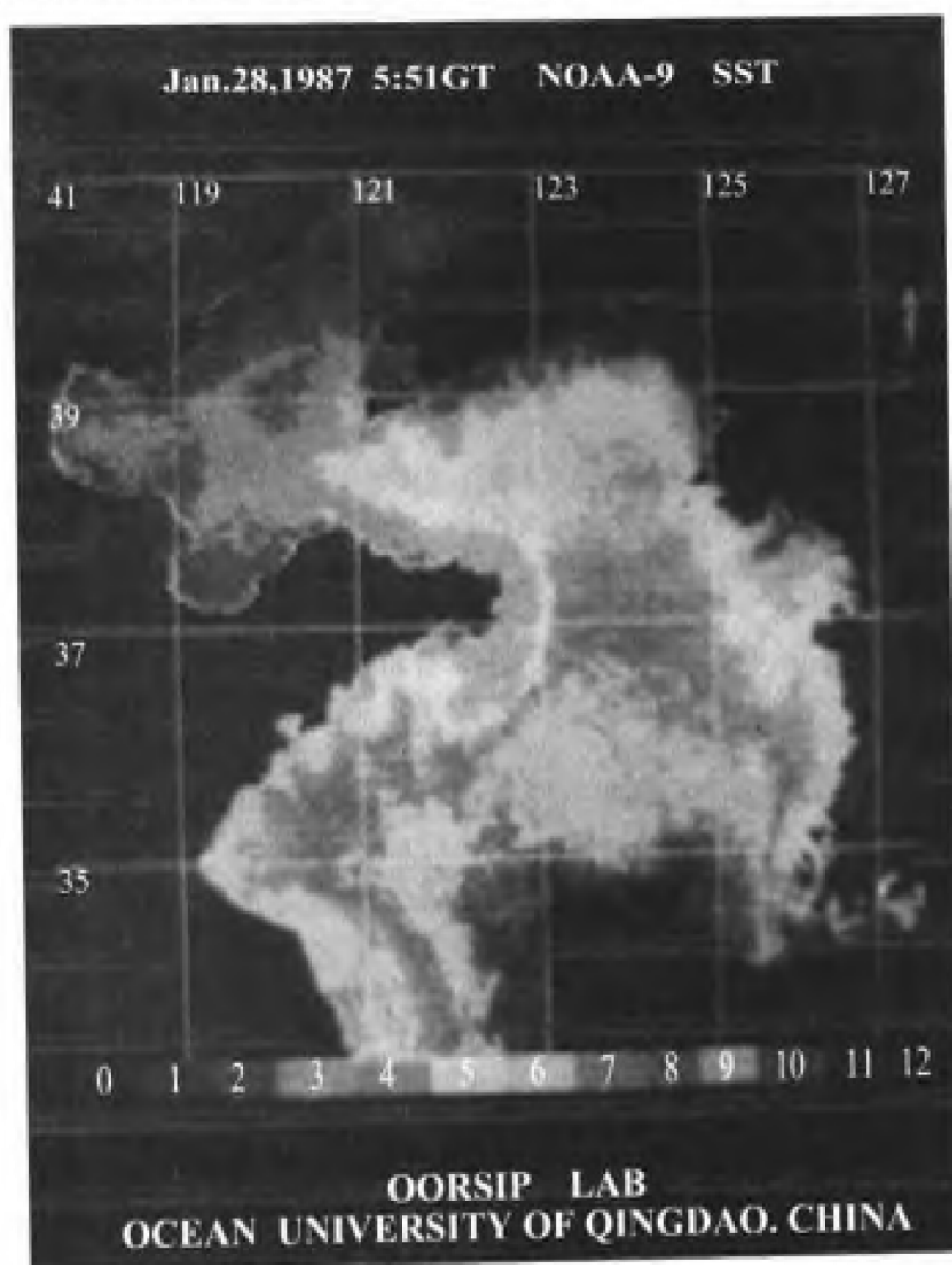


图 9.1-3 1987 年 1 月 28 日黄渤海 SST 卫片(见彩图 3)

随着黄海沿岸流的加强，黄海暖流亦相应增强。因为海区北端是封闭的，黄海沿岸流带走的水量，大部分靠黄海暖流补偿，所以，它的流量必须相应增加。

(2) 辽南沿岸流。一支是源于鸭绿江径流的辽南沿岸流，它终年沿辽东半岛东岸流向西南，至渤海海峡北部与黄海暖流汇合后同入渤海。这支流的强弱随鸭绿江径流量而变，表现为夏强而冬弱，流速约为 0.15 $m\cdot s^{-1}$。由于其流量比较小，对整个海区水循环的作用不大。

(3) 西朝鲜沿岸流。在朝鲜西岸、125° E 以东海域，有一支沿 20～40 m 等深线向南的流动，在朝鲜半岛西南端转向东进入朝鲜海峡，这便是西朝鲜沿岸流。西朝鲜沿岸流源于鸭绿江及朝鲜西岸大同江和汉江等入海河流的冲淡水，流幅一般限制在沿岸 50 km 的范围，黄海暖流与南下的西朝鲜沿岸流构成反气旋式弱循流。冬季西朝鲜沿岸流由于同风向一致而加强，流速在 10～15 $cm\cdot s^{-1}$左右。深层更弱。最低温度 3℃左右，盐度低于 32.5。

2. 夏季

渤海环流基本上是一个气旋式弱环流。夏季(至少是 8 月份)，辽东沿岸流沿西岸南下，而从渤海海峡进入的黄海水，则沿东岸北上，构成了辽东湾气旋式环流。渤海南部，夏季正值黄河汛期，莱州湾的沿岸水往往不沿着海岸流动，而是直接冲向海湾北部，而后向东流动，它与贴着海峡南岸向西侵入莱州湾的逆流构成了反气旋式弱环流。

自渤海西部东流的鲁北沿岸流，大部分在成山头北部与黄海暖流汇合北上，参与了北黄海环流，只有一小部分绕过成山头南下，到达 30° N 附近，逐渐向东偏转而后折向东北，与长江冲淡水汇合后一并向东北流去，直达济州岛东南附近，与对马暖流相接，其中一部分进入对马暖流并进入日本海。

西朝鲜沿岸流夏季流幅变窄(缩到 126° E 以东)，流速减弱。126° E 以西是高温、高盐区。表层最低温度 22℃左右，底层约 13℃(比同纬度中部高 3～4℃)；盐度为 32.5，显著高于同纬度的中西部(汤毓祥等，2000)。夏季，由于长江冲淡水向济州岛方向扩散，在济州岛临近水域盐度多低于 30.5，显然，它不是来源于东海，可能是参与黄海内循环海水构成。

由上述可见，尽管夏、冬两季的风场迥然不同，然而夏、冬季的环流模式却很相似，这足以说明黄海环流形势主要不决定于风场，季风只能影响环流的强度和规模，但不能改变整个环流的方向。

四、东海沿岸流和台湾暖流

(一) 东海沿岸流

东海沿岸流与黄海沿岸流不同,它的路径随季节不同而异。夏季在西南季风盛行期间(6~8月份),浙江沿岸水北移,在长江口外与长江及钱塘江冲淡水汇合,然后一并离开海岸,流向东北,直指济州岛。在长江径流较大的年份,冲淡水流的低盐水舌可伸展到济州岛附近,与黄海暖流根部相接。在此期间,浙闽沿海充满着经台湾海峡北上的南海水。实际上,这支海流是南海季风漂流的延续。

冬季,在偏北季风的吹送下,汇集于杭州湾的长江冲淡水,沿着海岸向南流动,并通过台湾海峡进入南海。这支流兼有密度流和漂流两重性质。由于地转流向与风向一致,海流更加稳定,进入台湾海峡时,沿大陆一侧向南流动。

台湾海峡,是东海和南海水交换的主要通道。夏季,整个海峡充满向北流动的南海水。冬季,海峡西部和中部为南下的东海沿岸流,中、东部为贴着台湾西岸北上的黑潮水,总的通量仍然是由西南向东北,流量只有夏季的一半。

(二) 台湾暖流

台湾暖流来自台湾海峡或台湾北部入侵陆架的黑潮表层水。夏季,受西南季风影响,台湾暖流主要来自台湾海峡,进入东海后平行于黑潮北上,可直达对马暖流区,平均流速约23 $cm \cdot s^{-1}$。冬季则来源于黑潮表层水。黑潮在台湾东北26° N附近分离出来的一个西向支流,一部分向南从近岸流回黑潮主轴,构成台湾北部一个空间尺度约100 km的气旋涡;另一部分沿着东海西部大陆架60 m等深线北上,到了27° N附近开始分叉:一支继续北上,一支转向东汇入黑潮(林葵等,2002)。途中,由于海底地形影响,流向逐渐偏于暖水舌轴线的左侧,流速渐缓,这支暖流除表层易受季风影响(特别是冬季)而外,中、下层流向很稳定,流速为0.2~0.3 $m \cdot s^{-1}$左右,它的前锋到达长江口附近,因长江堆的阻碍和黄海沿岸流的顶托而折向东南。

在舟山外海附近,暖流与流向东北的东海沿岸流(长江冲淡水)汇合,形成明显的锋面。

但是,一部分学者认为,冬季台湾暖流由于偏北季风的吹阻,暖流削弱,流域范围缩小,特别是在表层,北流不明显。但是,在暖流的中、下层,流向仍然指北,较夏季略有减小。其流量约为0.8 Sv(赵保仁等,1991;薛惠洁等,2001)。

(三) 上升流

夏季,浙江沿岸存在着显著的海水上升运动,特别是在7～8月份,暖流底层水可升达海面,形成这一带的低温、高盐区,这种现象主要是由横向环流的作用所引起的。7～8月份吹离岸的西南季风,又将上升运动进一步加剧。实际上在暖流逆坡北上的区域内,都有不同程度的涌升现象出现。例如,在长江口附近,底层冷水可涌升到10～20 m水层,与表层冲淡水结成很强的密度跃层。不过这些涌升区中尤以浙江外海的最为显著罢了。

第二节 南海环流

南海是我国最大的海区,总面积约为东中国海的3倍,南海是一个半封闭的边缘海,只能通过台湾海峡、巴士海峡、民都洛海峡和马六甲海峡等水道与邻近海域进行水交换。其中巴士海峡最深,最大深度超过3 000 m,大致位于富加岛和加拉鄢岛之间,即18°40′～19°20′ N范围内;台湾海峡平均深度小于50 m,只有澎湖水道南端水深接近100 m;民都洛海峡最深处超过1 000 m,但是宽度很小,主要水交换是在浅于200 m水深内进行;马六甲海峡最浅,水深小于50 m。

南海还处于亚洲季风区,随季节而改变的风场,对南海上层环流产生较大影响。源于亚洲大陆的众多江河,又把大量淡水注入南海,在沿岸陆架区形成明显的低盐沿岸水团。南海既带有大洋水特色,又具有自身独特的性质,从而引起人们的普遍关注。

南海东北部的巴士海峡及其西部毗邻区,即从吕宋岛西北的博哈多尔角起,向西北东沙群岛方向延伸,通过该岛的南缘,到大陆坡为止的以北水域,是黑潮水主要影响区,水深接近2 000 m;南海中、北部,即12° N以北除陆架区之外的海域,是南海深海盆所在地,水深超过4 000 m;南海西南部,即12° N以南海域,这个海域水深浅于2 000 m,有一半水域是浅于100 m的陆架区,南沙群岛位于其中。

一、表面环流

南海表面环流,不论其路径、方向和强度,均随季风而变,表现季风漂流和西向强化的性质。

夏季,随着西南季风的兴起,表层环流呈反气旋式运动(见图9.2-1):广东沿岸,珠江冲淡水随季风沿岸向东北漂移,5～6月末珠江径流最大期间,这支沿岸径流可伸展到117° E以东,甚至可以越过台湾海峡进入东海。在越南

外海，海流显著强化，是整个南海海流最强的区域。沿岸流带走的水量单靠爪哇海补偿是不够的，因而在加里曼舟岛附近产生一支补偿流，返回西南，流经纳吐纳岛附近又转而向北。这支补偿流的海水一部分源于苏禄海，另一部来来自南海中部。在吕宋岛西岸，一股来自苏禄海的西流沿岸北上，直达巴士海峡。



图 9.2-1 夏季南海 20 m 海流(薛惠洁等，2002)

冬季，南海为东北季风所控制。上层环流呈气旋状运动(见图 9.2-2)：在东北季风影响下，一部分黑潮水从巴士海峡进入南海北部，与来自台湾海峡的东海水汇合，然后一起流向西南。广东沿岸流，随着东北风的兴起而转向西南，由于季风将海水向岸堆积，海面发生倾斜，因此冬季沿岸流兼有坡度流的性质。同夏季一样，漂流亦在西部显著强化，在越南沿岸形成强流区。早期的开拓性工作中，Wyrtki(1961)便指出了南海环流存在西向强化现象。南海的经向尺度大约跨越 25 个纬距，效应的作用应在情理之中。最近，卫星测高研究和卫星跟踪海面漂流浮标的结果表明：无论冬季或夏季，南海最强的海流都出现在南海西部(中南半岛东部和南部沿岸)。流速可达 100 cm/s以上(李立



图 9.2-2　冬季南海 20 m 层海流(薛惠洁等,2002)

等,2000)。

1998 年冬、夏季两次南海考察的结果,进一步证实了南海季风急流的存在(许建平等,2001)。冬季结果显示,观测期间南海环流西向强化明显,自琼东外海沿中南半岛东岸到巽他陆架发育有一支急流,其最大实测流速在越南东部外海,高达 150 cm/s,是南海冬季总环流中最显著的特征之一。

二、黑潮入侵

巴士海峡是黑潮影响南海的主要通道。60 年代以来,黑潮如何影响南海,是从事南海研究的重要问题之一。早期的观测就已注意到,巴士海峡常有一高温水舌,离开黑潮主体而向西侵入南海,并向台湾海峡延伸,进而从稳态的观点出发,将之解释为黑潮的分支。

80 年代后期人们逐步认识到,黑潮在巴士海峡的行为,在很大程度上是一个中尺度问题。李立等(1989)提出了"黑潮流套"的观点,认为与墨西哥湾流的绕流相似,黑潮常呈套状入侵南海,这种入侵终年都可能发生,但并不一

李立等的卫星测高研究结果显示，就多年平均而言，冬季在南海北部，确实存在一个次海盆尺度的气旋型闭合环流，其中心位于18° N、117° E附近，尺度约700 km。该闭合环流的东南段最强，其位置及运动方向与“吕宋沿岸流”一致。它将南海中部的暖水向北输运，这就是冬、春季，卫星红外图像经常在吕宋岛西岸观测到北上暖水舌的原因。在吕宋岛西北，流向转向西，然后折向西南，气旋型环流的这一段，便相当于“巴士海流”。是南海北部次海盆尺度气旋型局部环流的一部分。但是，该研究对夏季的分析结果，并未显示黑潮诱发的气旋式环流。

柴扉等(2001)数值计算结果表明，冬季吕宋冷涡位置和李立的高度计资料非常一致，即使在夏季，在沿岸流的东侧，沿大陆坡有一股逆流出现，当它到达越南金兰湾东部，便折向东，汇同吕宋海流构成南海中部的气旋式环流。吕宋冷涡是终年存在的，只是冬季最强盛罢了。

五、上升流

上升流是南海的另一类重要中尺度海洋现象。上升流在南海的范围和延续时间，是中国近海几个海域中最大、最长的。据估计，上升流特征明显、持续时间超过一个季度的海域，约占南海总面积1/15。这还不计算主要群岛(东沙群岛、西沙群岛、中沙群岛和南沙群岛)周边因地形作用而引发的上升流。正因为如此，南海才形成广阔而又富饶的渔场。

对于南海上升流的研究，80年代以前，我国学者的关注焦点，主要集中在南海北部、西北部，即与我国大陆毗邻的一些海域。对离开南海大陆架以外深海海域的上升流研究，则比近岸要晚得多。除去有限观测外，他们主要通过数值计算和Levitus温、盐资料分析，对吕宋岛西北海域冬季上升流和越南富庆近海夏季上升流进行描述。

(一) 南海北部陆架区上升流

夏半年南海盛行西南季风，在近岸区域，因受地形影响，风向大致与海岸平行。按照经典的Ekman漂流理论，近岸表层水必定离开海岸外流，下层水则向近岸涌升补充，从而产生上升流。正是由于这一机理的作用，在海南岛东部水深浅于100 m以内水域，广东省西部和东部水深浅于50 m以内水域，都是上升流的强盛区。至于福建省西南部浅于50 m以内水域的两个典型上升流区，与风的关系较小，主要由地形引起的。南海北部陆架及沿岸上升流中心区域的地理分布如图9.2-3所示。图中表明，就闽、粤、台、琼四省沿岸海域而言，上升流出现在厦门以南至粤西沿岸南部海域，海南岛东岸及东北岸海域，

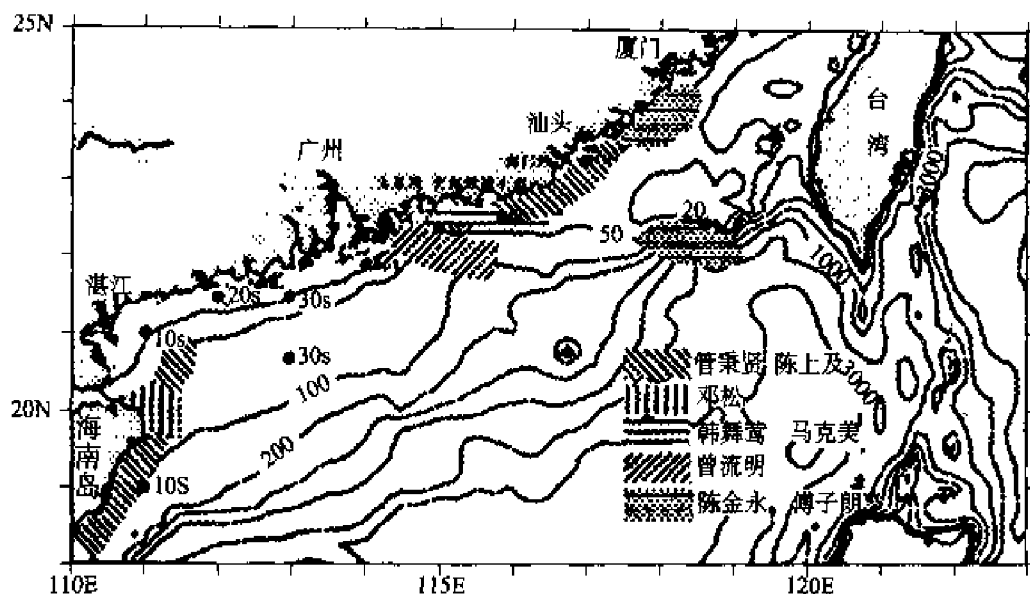


图9.2-3　南海北部陆架及沿岸上升流中心区域的分布

以及台湾浅滩附近。夏季南海北部陆架区，不论是近岸或陆架较深层次，均可观察到上升流。上升流是夏季南海北部陆架区比较普遍的现象，是一种季节性的上升流，并有明显的年际差异。温度比边缘低 3～4℃，而盐度则比边缘高 2 左右。

(二) 越南富庆以东上升流

1. 冬季海盆尺度环流引起的升降流

海盆尺度环流与整体海域的风场、密度场、地形有密切关系。南海的大尺度海水垂直运动，总是与风生海盆尺度环流有关。冬季南海中部海域，主要为海盆尺度的气旋环流所控制。因此，这里也形成上升流区。20℃等温线所在深度为 100 m，比周周海域要浅 10～20 m。

(1) 表层温度，由于沿岸流影响，南海北部和西部是低温区，因此，富庆以东等温线呈经向分布，西部约 25.0℃，向东逐渐增加，到中部海域增到 29.0℃。

(2) 到了 100 m 层，富庆以东成为整个南海温度最低区域；低温中心位于 14° N、112° E，最低温度为 17.0℃，比同纬度的东部低 8℃。18.5℃等温线所构成的闭合低温区，南起 10° N，北到 16° N，东至 114°45′ E，面积约 1.7×10^5 km^2，约占南海总面积的 1/14。19.5℃等温线所围的低温面积，约 3.2×10^5 km^2，和 18.5℃等温线所围成的低温区相比，从 16° N 进一步向东北方向延伸，一直到北部陆架边缘。

2. 夏季上升流

(1) 季风沿岸流引起的上升流

越南东岸 10°～15° N 范围，是南海中、西部陆架最窄的海域，200 m 等深线与 50 m 等深线相距只有 30～40 km。在泵吸作用下，底层水最容易上升到近岸以作补充。

夏季，越南东岸 10°～15° N 范围，表面最强流速可达 0.4 m/s。由于离岸的 Ekman 输送，造成离岸几十公里范围以内的强上升流带。这个近岸上升流带一直持续到 9 月为止。根据杨海军等人利用 Levitus 资料统计结果表明，夏季，越南东岸 10°～15° N、109°～114° E 这个范围是一片低温区，0～200 m层平均温度最低值为 21℃，上升流中心 20℃ 等温线所在深度只有 60 m，比南海东部要浅 70 m；秋季，20℃ 等温线所在深度虽然向下加深 10 m，比南海东部仍然浅 50 m。

但是，这个上升流明显地受到季风影响，1998 年，4 月 22 日～5 月 5 日的调查表明，季风开始前(5 月 25 日)，没有明显低温区出现，相反，由于地形影响，在越南金兰湾东部出现一个较强的反气旋涡，海水在这里辐聚下沉，形成高温中心。并且高温区一直扩展到 15° N。

(2) 气旋风场引起的上升流

夏季，气旋式风应力涡度，基本集中在越南东海岸，大致位于 7°30′～17°30′ N、109°～114° E 这个范围内。风应力涡度较强部分，则位于 8°～15° N 的范围内，最强值为 10×10^{-8} N/m^3。该冷中心对应着较强的气旋式环流。由于上升流的作用，从 200 m 以下，基本为气旋式环流所控制。

秋季，南海中部仍然为气旋式风场。在越南近岸(9°～14° N)形成一个比夏季稍弱的风应力正涡度，最强值为 8×10^{-8} N/m^3。

(三) 冬季吕宋岛西岸上升流

由于吕宋岛对东北风的屏障作用，在下风方向(吕宋岛西侧)形成弱的风应力区，从而导致产生正的风应力涡度。最大气旋式涡度场位于吕宋岛西侧，其空间范围在 13°～20° N、115°～120° E，与吕宋冷涡的空间范围完全一致。最大涡度值达 2×10^{-7} N/m^3，这种形式从 11 月一直保持到翌年 3 月。

气旋式涡度场中心产生强烈抽吸作用，导致上升流产生。根据杨海军的 Levitus 统计资料(1998)，吕宋岛西北侧 15°～19° N、117°～119°30′ E 这个范围，是一片低温区，0～200 m 层平均温度最低值为 20℃，上升流中心 20℃ 等温线所在深度只有 70 m，比其边缘要浅 40 m；春季，低温逐渐消失，但是，20℃ 等温线所在深度虽然向下加深 20 m，比其周围仍然浅 10 m。

第十章　波　浪

第一节　导　言

一、波浪的特征

海面从来没有平静的时候，总是覆盖着不同尺寸，不同形状的海洋波动，即使没有风，海面也存在从远处传过来的涌或其他海洋波动（潮波等）。

一般来说，海洋波动按恢复力来分，可分为：毛细波，重力波，重力和地转效应的潮波，重力和密度层结的内波，以及重力、地转效应、海深共同作用的行星波（图10.1-1）。

图10.1-1中给出海表面波不同能谱形式。海面开始吹刮微风形成短周期毛细波（波长仅几厘米，周期小于1 s）；接着在轻风至飓风作用下生成的风生重力波，其周期是1～30 s；再就是波动离开风区形成的较长周期重力波，周期是8～30 s或再多一些，它们是气象动力因子产生的；洋底火山爆发或地震可以产生更长周期重力波（周期10 min左右）；在天体引潮力作用下产生的潮波，周期

为 12～24 h，也是属于这个波段的另一种形式强迫重力波；还有更长周期的行星波。本章主要集中在风生重力波方面。

人们常用周期、波长、波速和振幅或波高来描述波浪的特征。正如图 10.1-2所示，一个简谐波的波长 l 是两个波峰之间的距离，波高是波谷到波峰的垂直距离，等于振幅的 2 倍。

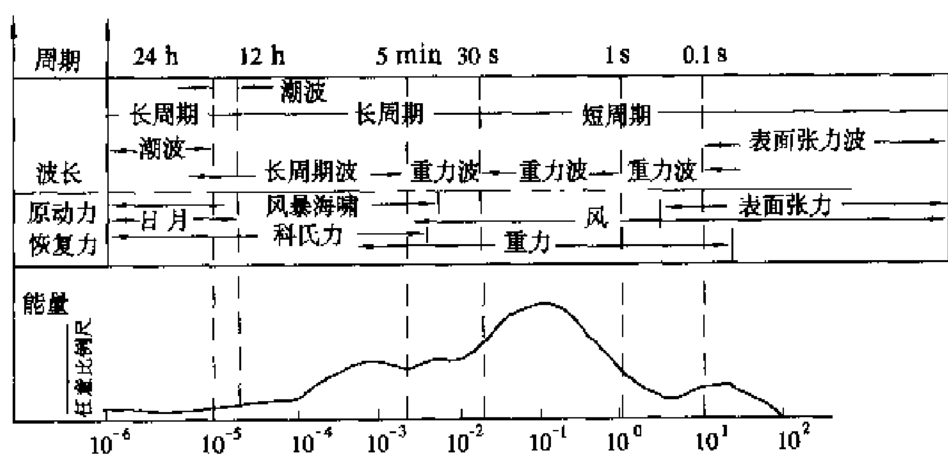


图 10.1-1 波的不同能谱形式

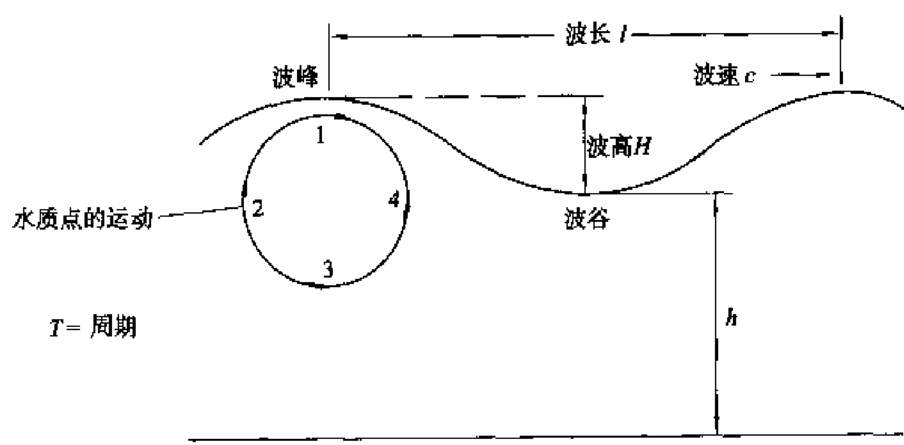


图 10.1-2 波浪要素

周期 T 表示两个相邻波峰通过同一点所需要的时间。因此，波速

$$c=\frac{l}{T}$$

通常用波数 k 表征波长，用波浪频率 σ 表征周期，即

$$k=\frac{2\pi}{l},\ \sigma=\frac{2\pi}{T},\ c=\frac{\sigma}{k}$$

二、常用的统计波高及其相互关系

（一）平均波高

如有一段连续波高记录分别为 H_1、$H_2 \cdots H_n$，则此段时间的平均波高等于：

$$\overline{H} = \frac{1}{n}(H_1 + H_2 + \cdots H_n) = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n} H_i \tag{10.1-1}$$

此均值反映了系列的平均情况，即系列的水平，另外随着系列项数的增加，均值愈趋稳定。

（二）均方差（H_s）

$$H_s = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{n}(H_i - \overline{H})^2}{n-1}} \tag{10.1-2}$$

由于波浪能量比例于波高的平方，所以均方根波高反映波浪能量的平均状态。在某些理论工作中，此种波高是很有用的。

（三）部分大波波高（H_P）

指在某一次观测或一列波高系列中，按大小将所有波高排列起来，并就最高的 P 个波的波高计算平均值，称为该 P 部分大波的波高。例如共观测1 000个波，最高的前 10 个、100 个和 333 个波的平均值，分别以符号 $H_{\frac{1}{100}}$、$H_{\frac{1}{10}}$和 $H_{\frac{1}{3}}$等符号表示。部分大波平均波高反映出海浪的显著部分或特别显著部分的状态。习惯上还将 $H_{\frac{1}{3}}$称为有效波高。

（四）最大波高 H_{max}

有时指某次观测中，实际出现的最大一个波高；有时指根据统计规律推算出的在某种条件下出现的最大波高。

（五）各种波高间的换算

在实际工作中，对上面提及的几种波高之间的相互关系均有专门表可查，这些专门表是利用波高的分布函数来求出各种波高间的关系而制成的。见表10.1-1。

表 10.1-1 P 部分大波平均波高与全部平均波高的比值

P	$H_P/\overline{H}$	H_P/H_s	P	$H_P/\overline{H}$	H_P/H_s
1/100	2.663	2.359	2/10	1.796	1.591
5/100	2.242	1.986	1/4	1.712	1.517
1/10	2.032	1.800	3/10	1.642	1.454
1/3	1.598	1.416	7/10	1.244	1.102
4/10	1.520	1.347	8/10	1.164	1.031
5/10	1.418	1.256	9/10	1.086	0.961
6/10	1.327	1.176	1	1.000	0.886

由表中可以看出：

$$\frac{H_{\frac{1}{100}}}{\overline{H}}=2.663,\ \frac{H_{\frac{1}{10}}}{\overline{H}}=2.032,\ \frac{H_{\frac{1}{3}}}{\overline{H}}=1.598$$

$$\frac{H_{\frac{1}{100}}}{H_{\frac{1}{10}}}=1.311,\ \frac{H_{\frac{1}{100}}}{H_{\frac{1}{3}}}=1.666,\ \frac{H_{\frac{1}{10}}}{H_{\frac{1}{3}}}=1.272$$

具体关系还可以由图 10.1-3 中看出。

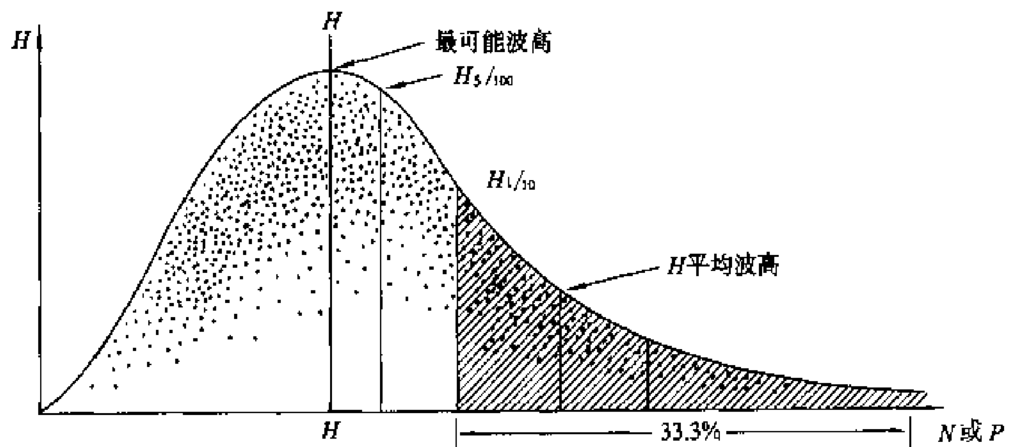


图 10.1-3 各种波高之间的统计关系(Bretschneider, 1964)

第二节 基本运动方程和解

一、波运动方程

假定流体不可压缩，不考虑地球旋转效应，不考虑波在 y 方向变化，那么波运动方程可写成如下形式：

$$\left.\begin{aligned}&\frac{\partial u}{\partial t}+u\frac{\partial u}{\partial x}+w\frac{\partial u}{\partial z}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}\\&\frac{\partial w}{\partial t}+u\frac{\partial w}{\partial x}+w\frac{\partial w}{\partial z}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z}-g\\&\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial w}{\partial z}=0\end{aligned}\right\}\qquad(10.2\text{-}1)$$

(10.2-1)式中前两个是 x、z 方向运动方程，后一个是连续方程。u、w 是 x、z 方向运动速度，p 是压强，ρ 是海水密度，g 是重力加速度。

$$\vec{V}=u\boldsymbol{i}+w\boldsymbol{k}$$

由于 $\nabla\times\vec{V}=0$，所以我们可以定义一个速度势 φ，它与 u，w 关系：

$$u=-\frac{\partial\varphi}{\partial x},\ w=-\frac{\partial\varphi}{\partial z}$$

于是由(10.2-1)式得到：

$$\begin{aligned}&gz-\frac{\partial\varphi}{\partial t}+\frac{1}{2}\left[\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial\varphi}{\partial z}\right)^2\right]+\frac{p}{\rho}=\text{const}\\&\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\varphi}{\partial y^2}=0\end{aligned}\qquad(10.2\text{-}2)$$

二、边界条件

1. 海面运动学边界条件

海面边界方程：$z=\eta(x\cdot t)$ 或 $z-\eta(x\cdot t)=0$

上式对时间微分的波面运动学条件

$$W=\frac{\partial\eta}{\partial t}+u\frac{\partial\eta}{\partial x}\text{或}-\frac{\partial\varphi}{\partial z}=\frac{\partial\eta}{\partial t}-\frac{\partial\varphi}{\partial x}\frac{\partial\eta}{\partial x}\qquad(10.2\text{-}3)$$

2. 海面动力学边界条件，可用伯努利方程描述，当 $z=\eta(x\cdot t)$，令 $p_0=0$ 或将常压 P 合并成常数，则有：

$$g\eta-\frac{\partial\varphi}{\partial t}+\frac{1}{2}\left[\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial\varphi}{\partial z}\right)^2\right]=\text{const}\qquad(10.2\text{-}4)$$

3. 底边界条件 $z=-h$

$$W=0\text{ 或 }-\frac{\partial\varphi}{\partial z}=0\qquad(10.2\text{-}5)$$

4. 连续方程

$$\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial w}{\partial z}=0\text{ 或}\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2}=0\qquad(10.2\text{-}6)$$

三、线性小振幅波动解

假定是小振幅波动，即 $ka\leqslant 1$，于是海面边界为(10.2-3)和(10.2-4)分别

简化为

$$
\left.\begin{aligned}
\frac{\partial\varphi}{\partial z} &= -\frac{\partial\eta}{\partial t}\\
\eta &= \frac{1}{g}\frac{\partial\varphi}{\partial t}
\end{aligned}\right\} \tag{10.2-7}
$$

设波面为正谐函数，$\eta(x\cdot t)=a\cos(kx-\sigma t)$，则有势函数形式解：

$$\varphi(x,z,t)=\varphi(z)\sin(kx-\sigma t) \tag{10.2-8}$$

将势函数代入连续方程和底边界条件，求得：

$$\varphi=-\frac{ag}{\sigma}\frac{\mathrm{ch}k(z+h)}{\mathrm{ch}kh}\sin(kx-\sigma t) \tag{10.2-9}$$

将标量函数 φ 代入运动学边界条件，设波动频散关系

$$\sigma^2=gk\,\mathrm{th}(kh) \tag{10.2-10}$$

式(10.2-10)表示了频率 σ 和波数 k 的关系，不难证明给定频率 σ 和水深 h 后，波数 k 是惟一确定的。考虑进行波波速是波面特定相位的传播速度，$c=\sigma/k$，则式(10.2-10)有

$$c^2=\frac{g}{k}\mathrm{th}(kh) \tag{10.2-11}$$

$$l=\frac{gT}{2\pi}\mathrm{th}(kh) \tag{10.2-12}$$

当水深 $h>l/2$ 时，$\tan kh\approx1$，则有

$$l=l_0=\frac{gT^2}{2\pi},\ c_0=\frac{l_0}{T} \tag{10.2-13}$$

下标“0”表示深水中值。

上述推导是流体无水平流速情况，当海域存在水平流速，设水平流速 u_0 与波传播方向一致时，令进行波的势函数为：

$$\varphi(x,z,t)=-u_0x+A\mathrm{ch}k(z+h)\cos(kx-\sigma t) \tag{10.2-14}$$

φ 满足连续方程，这里 u_0 不再是小量，自由面边界条件需要重新导出海面运动学边界条件：$z=0$，略去高阶小量，得：

$$\frac{\partial\eta}{\partial t}+u_0\frac{\partial\eta}{\partial x}=-\frac{\partial\eta}{\partial z} \tag{10.2-15}$$

海面动力学边界条件：$z=0$，略去高阶小量得：

$$\eta(x,t)=-\frac{u_0^2}{2g}+\frac{A\sigma}{g}\left(1-\frac{u_0k}{\sigma}\right)\cos kh\sin(kx-\sigma t)+\mathrm{const} \tag{10.2-16}$$

将波面 $\eta(x,t)$ 和式(10.2-14)势函数代入(10.2-15)式得

$$\sigma^2=\frac{gk\,\text{th}(kh)}{(1-u_0/c)^2} \tag{10.2-17}$$

此式,表征波流一致性形的波色散关系。当流速 $u_0=0$,上式变成(10.2-11)式。将 $\sigma=kc$ 代入(10.2-17),可将波流一致波色散关系改写为:

$$(u_0-c)^2=\frac{g}{k}\text{th}(kh)$$

即:$c=u_0\pm\sqrt{\frac{g}{k}\text{th}kh}$ (10.2-18)

或

$$\sigma=u_0k+(gk\,\text{th}kh)^{1/2}=u_0k+\sigma_1 \tag{10.2-19}$$

σ 为表现频率,也称绝对频率。σ_1 具有水深波色散的频率,称固有频率。

值得注意的是,流场均匀,且波流一致的情形,只要取一个以速度 u_0 运动的参考坐标系,在流场中的波动传播问题就变成了一般定常水深的波动问题。

四、讨论

(一) 深水波

如果水深 $h>0.5\ l$,在此情况下 $\text{th}\frac{2\pi h}{l}=1$,(10.2-18)式就变为:

$$c=u_0\pm\sqrt{\frac{gl}{2\pi}} \tag{10.2-20}$$

假定 $u_0=0$,用 $c=\frac{l}{T}$代入(10.2-20)式,于是就有下面一个关系式:

$$l=1.56T^2 \tag{10.2-21}$$

(二) 浅水波

如果水深 $h<\frac{l}{20}$,那么 $\text{th}\frac{2\pi h}{l}\approx\frac{2\pi h}{l}$,于是:

$$c=u_0\pm\sqrt{\frac{gl}{2\pi}\cdot\frac{2\pi h}{c}}=u_0\pm\sqrt{gh} \tag{10.2-22}$$

(10.2-22)是著名的浅水重力波公式。

深水波波速与深度 h 无关,只与波长 l 有关,一个波长 100 m 的波,波速要比波长 25 m 的波快一倍。波速取决于频率的波浪称为弥散波,深水波就是弥散波,而浅水波则不是。波速依赖水深,如公式(10.2-18)所示。$c^2=\frac{g}{k}\text{th}\frac{h}{k}$的相速公式在均匀水深中也是波的弥散关系。所以对于浅水和有限水

深中传播的波来说，波速与深度有关，长波传到近岸海底，波传播速度变慢，海浪发生变浅和折射现象，最后波峰与海岸平行甚至发生破碎。

深水波与浅水波是相对的，是由$\frac{h}{l}$决定的，当$\frac{h}{l}\geqslant\frac{1}{2}$时，$\text{th}\,\frac{2\pi h}{l}\geqslant\text{th}\pi=0.996\,3\approx1$。在实际工作中：

$c=\sqrt{\frac{gl}{2\pi}}=\sqrt{g/k}$　　当$\frac{h}{l}\geqslant\frac{1}{4}$时就是深水波

$c=\left(\frac{g}{k}\text{th}kh\right)^{1/2}$　　$\frac{1}{4}>h/l>\frac{1}{20}$为过渡带

$c=\sqrt{gh}$　　当$\frac{h}{l}\leqslant\frac{1}{20}$时就是浅水波

不同波长条件下波速与水深的关系见图 10.2-1。

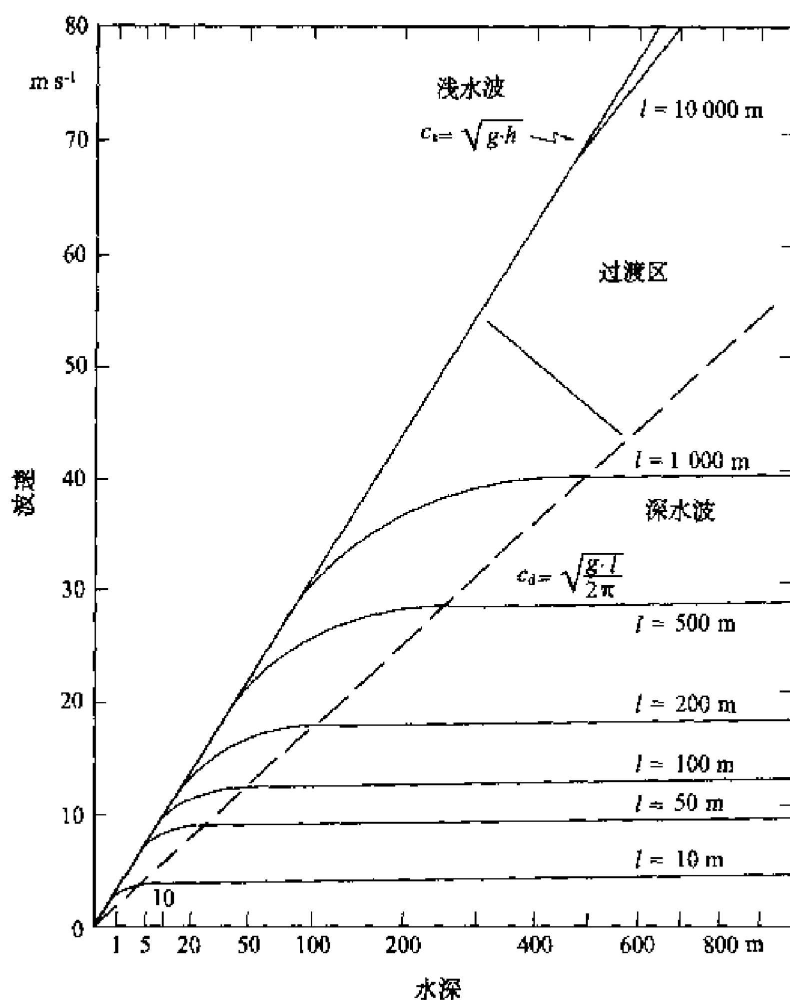


图 10.2-1　不同波长条件下波速与水深的关系

在实际观测的波浪中波浪要素与理论上计算是有一定差别的，见表10.2-1。

表 10.2-1　深水波各要素的观测值和计算值的比较

海区	波速(m/s)			波长(m)			周期(s)		
	观测值	计算值		观测值	计算值		观测值	计算值	
		根据 $\sqrt{\frac{gl}{2\pi}}$	根据 $\frac{gT}{2\pi}$		根据 $\frac{2\pi c^2}{g}$	根据 $\frac{gT^2}{2\pi}$		根据 $\sqrt{\frac{2\pi l}{g}}$	根据 $\frac{2\pi c}{g}$
大西洋信风带	11.2	10.8	10.5	65	70	60	5.8	6.0	
印度洋信风带	12.6	13.1	13.7	96	88	104	7.6	7.3	
南大西洋信风带	14.0	15.5	17.1	133	109	163	9.5	8.6	
印度洋西风带	15.0	15.2	13.7	114	125	104	7.6	8.0	
中 国 近 海	11.4	11.9	12.4	79	72	86	6.9	6.6	
西太平洋	12.4	13.6	14.7	102	85	121	8.2	7.5	

(三) 水质点运动和波形的传播

在海边观看波浪时,会看到阵阵波浪向岸边传来。这种现象是波形的传播,而不是水质点的真正运动。若观测海洋里飘浮的水草或浮子时可发现,它们将随波动做周期性的起伏,但并不随波形一起往前移动。可见,水质点的运动和波形的传播是不同的。当波浪向前传播时,水质点不随波浪前进,但在水面起伏的过程中,水质点即随波动做简谐振动。从理论上推出的结果以及实际观测可知,海洋中小振幅进行波的水质点运动轨迹为一个圆,它以自己的平衡位置为中心做等速圆周运动。当波峰到达时,水质点位于圆周的最高点;当波谷到达时,水质点位于圆周的最低点,当水质点沿着自己的轨迹运动一周后,正好一个波传播过去。由此可见,圆的半径等于波浪的振幅,而水质点运动一圈所需的时间等于波浪的周期。随着深度增加,水质点的圆形运动半径缩短。如图 10.2-2 所示。

根据波动理论,当取 $\eta = a\cos(kx - \sigma t)$式时水质点运动的水平速度和垂直速度可分解为:

$$\begin{cases} u' = acke^{kz}\cos(kx - \sigma t) \\ w' = -acke^{kz}\sin(kx - \sigma t) \end{cases} \quad (10.2\text{-}23)$$

当 $z = 0$(自由表面)时:

$$\begin{cases} u' = ack\cos(kx - \sigma t) \\ w' = -ack\sin(kx - \sigma t) \end{cases} \quad (10.2\text{-}24)$$

当 $kx - \sigma t = 0、2\pi$ 等值时,发生最大的正水平流速,而 $kx - \sigma t = \pi、3\pi$ 等值

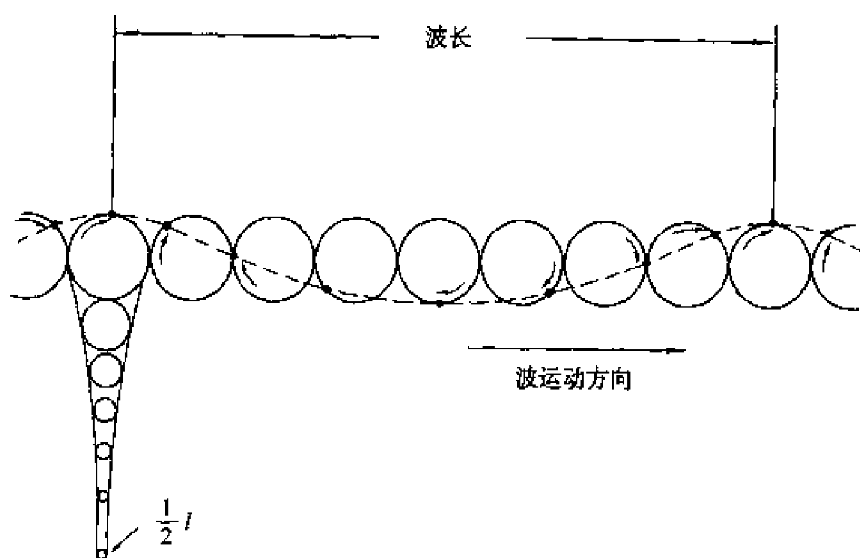


图 10.2-2 水质点运动与波形的传播

时，则发生最大的负水平流速；另一方面 $kx-\sigma t=\frac{3\pi}{2}$、$\frac{7\pi}{2}$等值时，发生最大的正垂直流速，而 $kx-\sigma t=\frac{\pi}{2}$、$\frac{5\pi}{2}$等值时，发生最大的负垂直流速。

（四）深、浅水波的水质点运动对比

深水波和浅水波除相速度相同之外，其他特征都不相同。图 10.2-3 表示的是深水波和浅水波的典型质点运动。首先考虑深水波的例子。在深水波中，每个水质点的运动轨迹都呈圆形，圆的半径随水深增大而指数减小。在水表面，圆半径(r)等于振幅(a)，质点的运动速度(V)是圆周除以波浪周期的值。位于波浪之下的压力记录仪可记录到的压力变化(Δp)等于该波浪经过时流体的静压力的变化，即

波动振幅随深度变化：$r=ae^{kz}$

则质点速度为：$V=\frac{2\pi}{T}ae^{kz}$

不同深度处波动动压为：$\Delta p=\rho g e^{kz}\eta$ (10.2-25)

指数关系表示这些参数都随水深的增大而迅速减小。$k=\frac{2\pi}{l}$是波数。在水深 z 等于半个波长的地方，圆的半径、水质点的运动速度和记录到的压力差只有它们表面值的 4%。

浅水波的情况最为复杂。水质点运动轨迹呈椭圆形。在表面，椭圆的短半轴等于波浪振幅，并随水深的增大而线性地减小，到达海底时短轴长度等于

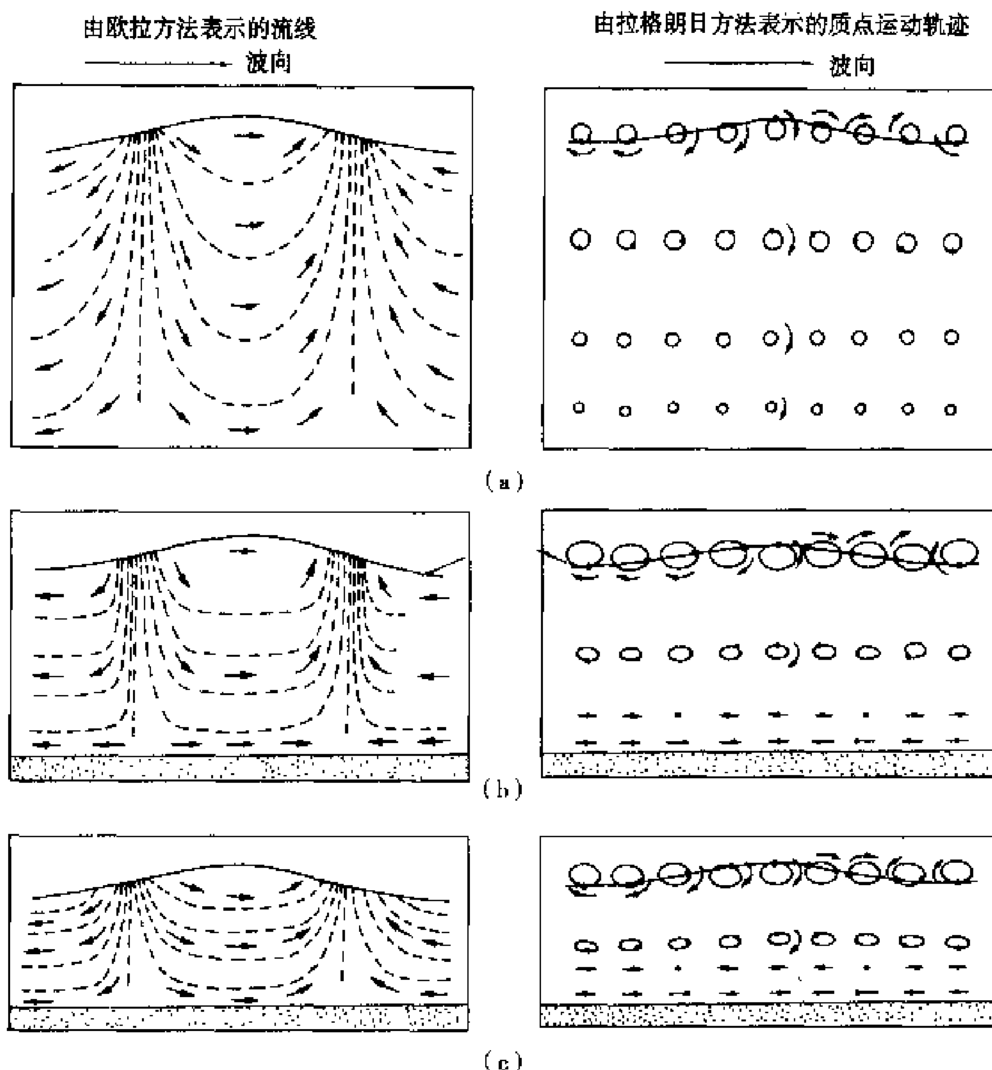


图 10.2-3 深水波、半深水波和浅水波的流线和质点运动轨迹
(a) 深水波 (b) 半深水波 (c) 浅水波

零,水质点完全呈水平运动状态。长半轴是水深、波长和振幅的函数,不随水深而变化。波的压力简单地采用流体静压力表示:

$$p = -\rho g z + \rho g e^{kz} \eta$$

$$p = -\rho g z + \rho g k_p(z) \eta \tag{10.2-26}$$

$$k_p(z) = \frac{chk(z+h)}{chkh} \tag{10.2-27}$$

此差值不随水深而变化。

设在海底的压力记录仪通常是测量浅水波波高用的。从方程式(10.2-26)和(10.2-27)可以看出,解释压力记录资料可能是很复杂的。如果周期小,

则波长和水深相比足够短，波浪成了深水波时，那么压力差就不能用方程式(10.2-21)中表示流体静压力关系来反演波高。对有限水深情况，如果已知水深和波浪周期，就可以把观测到的压力同波高公式(10.2-23)联系起来进行非常精确的计算。

第三节 毛细波

在海面风力很小的情况下产生的波浪是属于毛细波，其波长只有几个厘米，波高也只有几厘米。控制它们的是表面张力 T'，表面张力波相速度数学表达式：

$$c^2=\frac{\frac{g\rho}{k}+kT'}{\rho\,\mathrm{cth}kh} \tag{10.3-1}$$

上式是对于海－气界面，$\rho_2\leqslant\rho_1$，并用 ρ 代替 ρ_1，h 代替 h_1。

对于深海，$\frac{h}{l}\geqslant 1$，故 $\mathrm{cth}kh\sim 1$，(10.3-10)式可以进一步简化成：

$$c^2=\frac{g}{k}+\frac{kT'}{\rho}=\frac{gl}{2\pi}+\frac{2\pi T'}{\rho l} \tag{10.3-2}$$

上式中右侧第一项包含重力加速度 g，它反应重力的影响；第二项包含 T'，它反应表面张力的影响。对重力波波长，波速随波长增加而增大，对小的波长上式第二项起主要影响，即表面张力占着主要作用；对大的波长，波速随波长增加而增大，此时重力占着主要作用。因此，波速在表面张力和重力共同影响下存在一个极小值，通常用波速对波数 k 求导数等于零而得到极小值。即 $\frac{\partial c}{\partial k}=0$，求出极值波数 $k_{\min}^2=\frac{g\rho}{T'}$，将此式代入(10.3-2)式中求出相速度最小值：

$$c_{\min}^2=2g^{\frac{1}{2}}\rho^{-\frac{1}{2}}T^{\frac{1}{2}}=2\frac{g}{k_{\min}} \tag{10.3-3}$$

利用(10.3-2)，(10.3-3)式，于是求得：

$$\frac{c^2}{c_{\min}^2}=\frac{1}{2}\left[\frac{k_{\min}}{k}+\frac{k}{k_{\min}}\right]=\frac{1}{2}\left[\frac{l_{\min}}{l}+\frac{l}{l_{\min}}\right] \tag{10.3-4}$$

(10.3-4)式中 $k_{\min}$，$l_{\min}$是相应于 $c_{\min}$的波数和波长最小值。图 10.3-1 是$\frac{c}{c_{\min}}$随着$\frac{k_{\min}}{k}$或者$\frac{l}{l_{\min}}$变化。

图中有三个重要区间要指出：

1. 当重力作用可忽略时，张力占主要优势；
2. 中间过渡区，重力与表面张力共存；
3. 表面张力可忽略时，重力占主要作用。

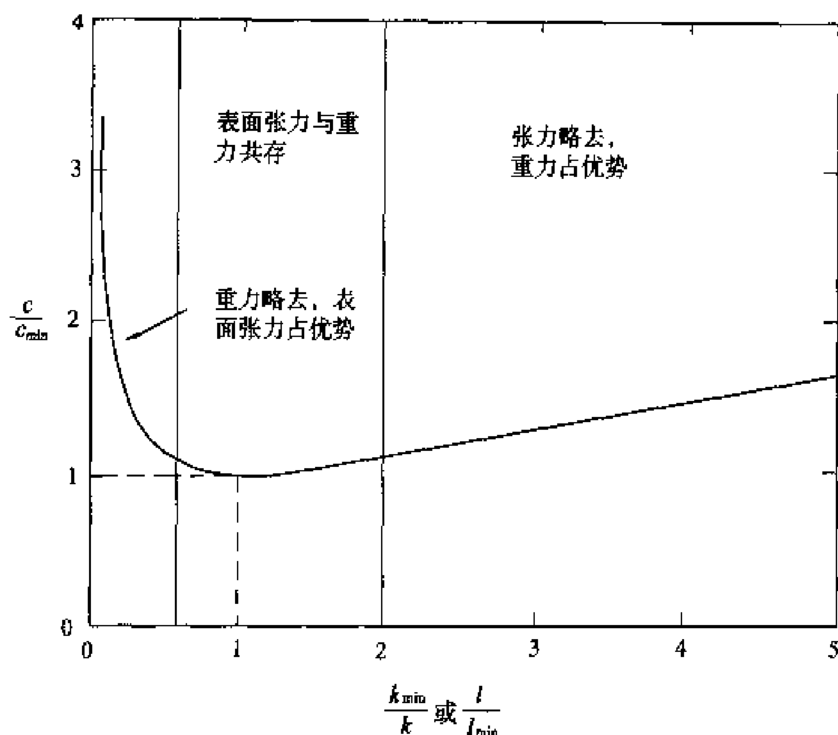


图 10.3-1 当重力与表面张力都考虑时，波速与波长的关系(Kinsman, 1984)

$\frac{c}{c_{min}}=\frac{l}{l_{min}}=1$ 给出最小相速度，也可从(10.3-3)式中求出 $c_{min}=23.2$ cm/s。周期 $T=0.074$ s。公式中 $g=9.8$ ms^{-2}和海水密度 $\rho=1\ 020$ kg/m^3，表面张力为 $T'=0.074$ Nm^{-2}。从这个式中还可得出最小波长：$l_{min}=1.7$ cm，用 c_{min}、l_{min}的值和图 10.3-1，我们就可求出各个区间的极限，若以 5%作为容忍限度，那么我们就得到：

1. 波长 $l<0.54$ cm，重力效应将小于 5%，波是表面张力波；

2. 当波长 $l>5.5$ cm，表面张力作用将小于 5%，波是重力波。

这里要指出的是，张力波很小，不是人们讨论和预报重点，这里花很多笔墨来讨论它似乎是多余的，其实不然，不能忽视表面张力波的理由至少有三个：

第一，卫星遥感对大洋海面的测量，关于张力波对雷达能量背景散射作用，已经激起人们对张力波的兴趣。从而导致对大洋表面风速的估计技术的发展(Robinson, 1985)。

第二，在我们对风力如何生成表面波的机制还不清楚之前，我们不能忽略表面张力波的可能作用。表面张力波可以增加海面的微粗糙度，因而，有理由认为，在波浪形成过程中，表面张力波可能起着重要作用。

第三，表面张力波与海面的特征分布有关。在海面显得很光滑的个别区

域(称为海面平滑区)并无表面张力波。平滑区的出现,可能是由于缺乏形成表面张力波的风所造成的,或者在海面上有石油和其他物质,减小了表面张力的作用。在河流、河口甚至公海上,每当有表层流汇合时,偶尔也能较明显地看到这一现象。当水流汇聚到一起时,必然要下沉,但浮在表面的物质仍然留在辐聚区。因此,一个辐聚区也是表面漂浮物质(如石油和其他有机物质)的集中区域。表面张力很小,如果表面张力波真的能形成,其特征也是极不相同的。传播中的涌浪在平滑区内外都一样,具有相同的波高和周期,但是,由于缺少表面张力波,使人看起来,往往是平滑区内的波动要比其周围水域小一些。

第四节　有限振幅波

前面给定的相速度是基于小振幅理论(即$\frac{H}{h}\leqslant 1$)而导出,式中 H 是波高,h 是水深。在实际中,海面波并不总是小振幅的。在这个情况下,需要求出有限振幅波的相速度。

对于无散度、无旋转的流体,自由表面高阶解和波的相速度是由 Stokes (1847, 1880)发展起来的。在稳态波动情况下,坐标以波速移动,则波动控制方程为:

$$\begin{cases}\dfrac{\partial\varphi}{\partial z}-c\dfrac{\partial\eta}{\partial x}=0 & z=0\\[2ex] g\eta+c\dfrac{\partial\varphi}{\partial x}=0 & z=0\\[2ex] \dfrac{\partial^2\varphi}{\partial x^2}+\dfrac{\partial^2\varphi}{\partial z^2}=0 & z<\eta\\[2ex] \dfrac{\partial\varphi}{\partial z}=0 & z=-h\end{cases}$$

考虑到三阶项,从而 Stokes 第三阶解就建立起来。

藉助自由表面位移 η 和相速度 c,第三阶解表示如下:

$$\eta=\frac{1}{2}ka^2+a\cos kx+\frac{1}{2}ka^2\cos 2kx+\frac{3}{8}k^2a^3\cos 3kx$$

$$c^2=\frac{g}{k}(1+a^2k^2) \tag{10.4-1}$$

将(10.4-1)式第一项合并,使平均水位升高,则波面表示为另外一种形式:

$$\eta = +a\cos kx + \frac{1}{2}ka^2\cos 2kx - \frac{3}{8}k^2a^3\cos 3kx \tag{10.4-2}$$

坐标取为固定坐标则 Stokes 进行波表达形式：

$$\eta = a\cos(kx-\sigma t) + \frac{1}{2}ka^2\cos 2(kx-\sigma t) + \frac{3}{8}k^2a^3\cos(kx-\sigma t)$$

对第一阶 Stokes 波，其相速度与深水小振幅波 $\sigma^2 = gk\left(c = u_0 \pm \sqrt{\frac{gl}{2\pi}}\right)$ 相同，对第二阶 Stokes 其相速度(10.4-1)式稍快于小振幅波。因为 $\pi\left(\frac{H}{l}\right) = \pi\delta$，$\delta$ 是波陡，我们可以用波陡来表达 Stokes 的解。对于三或四阶有：

波峰高度：$H_c = \frac{1}{2}ka^2 + a + \frac{1}{2}ka^2 + \frac{3}{8}k^2a^3$

波谷高度：$H_c = \frac{1}{2}ka^2 - a + \frac{1}{2}ka^2 - \frac{3}{8}k^2a^3$

出此得出：$H = 2a + \frac{3}{4}k^2a^3, \pi\delta = ka + \frac{3}{8}k^3a^3$，

对于二阶解：

$$\frac{\eta}{a} = -\cos kx + \frac{1}{2}\pi\delta\left(1 - \frac{3}{8}\pi^2\delta^2\right)\cos 2kx - \frac{3}{8}\pi^2\delta^2\cos 3kx$$

$$c^2 = (1+\pi^2\delta^2) \tag{10.4-3}$$

对 Stokes 解，在波剖面运动方向流体稍向前运动，并且有质量净输送。Stokes 给出的波流速度作为流体深度(z)的函数：

$$u_w^z = k^2a^2ce^{2kz} = \pi^2\delta^2ce^{2kz} \tag{10.4-4}$$

在 $z=0$，$u_w^0 = \pi^2\delta^2\cdot c$，若 $\delta = 0.10$，那么波流速度 u_w^0 可以达到风速的 1%，而随着深度增加 u_w^z 显著变低。(10.4-4)式给出的波流又经常称为 Stokes 波流。这个波流产生质量净输送在沿岸海洋工程中，例如油膜运动，沿岸物输送等都要考虑它。

有限振幅波的概念可以延伸到毛细波，Crapper G. D. (1957)考虑一个二维的无散、无旋流体，得出一个有限振幅的毛细波波速：

$$c = \left(\frac{kT'}{\rho}\right)^{1/2}\left(1 + \frac{\pi^2\delta^2}{4}\right)^4 \tag{10.4-5}$$

(10.4-5)与 $c^2 = \frac{g}{k} + \frac{kT'}{\rho}$ 式相比较，有一个随波陡增加的值，毛细波相速度降低，而有限振幅 Stokes 波相速度是随波陡增加而增加的。

Crapper 进一步求出有限振幅毛细波波陡 δ 最大值是 0.73，然而在实验

室实验结果 δ 最大值是 0.5，波陡的最大值已被 Donelan M. A. 和 Pierson W. J. (1987)应用到卫星散射计的雷达背景散射信号介译中。

第五节 群速度和波能

对发散波来说，群速度是一个重要概念。为了说明这个概念，我们假定两个振幅相同，但是波长和周期稍有不同的两列波以同一方向运动。合成的位移，可以写成两个波面位移 η_1 和 η_2 之和：

$$\begin{aligned}\eta &= \eta_1 + \eta_2 = a\cos(kx - \sigma t) + a\cos[(k+\Delta k)x - (\sigma + \Delta\sigma)t] \\ &= 2a\cos\frac{1}{2}[(2k+\Delta k)x - (2\sigma + \Delta\sigma)t]\cos\frac{1}{2}(\Delta kx - \Delta\sigma t) \\ &\approx 2a\cos(kx - \sigma t)\cos\frac{1}{2}(\Delta kx - \Delta\sigma t)\end{aligned} \tag{10.5-1}$$

从图 10.5-1 中可以看出，合成波动量是以一系列连续波群出现，在这些波群中最大振幅为 $2a$。

调制项是 $\cos\frac{1}{2}(\Delta kx - \Delta\sigma t)$，连续波群中心距离是$\frac{2\pi}{\Delta k}$，波群经过这段距离所需时间$\frac{2\pi}{\Delta\sigma}$，波群速度：

$$\begin{aligned}c_g &= \frac{\Delta\sigma}{\Delta k} \\ c_g &= \frac{d\sigma}{dk} = \frac{d}{dk}(kc) = c + k\frac{dc}{dk} = c - l\frac{dc}{dl}\end{aligned} \tag{10.5-2}$$

把 $c^2 = \frac{g}{k}\text{th}(kh)$改写成 $\sigma^2 = gk\,\text{th}kh$，再对 k 微商，于是得：

$$\begin{aligned}2\sigma\frac{d\sigma}{dk} &= g(\text{th}kh + kh\,\text{sech}^2 kh) \\ \frac{d\sigma}{dk} &= \frac{1}{2}c\left(1 + \frac{2kh}{\text{sh}2kh}\right)\end{aligned} \tag{10.5-3}$$

用深、浅水近似，我们可以得出波群速度：

$$\begin{aligned}c_g &= \frac{c}{2} \qquad \text{(对深水)} \\ c_g &= c \qquad \text{(对浅水)}\end{aligned} \tag{10.5-4}$$

它表明在深、浅水中相速度是大不相同的：在浅水中波的相速度依赖于水深，然而群速度与合成表示波的相速度一致。在深水中，群速度仅为合成表示波波速一半。

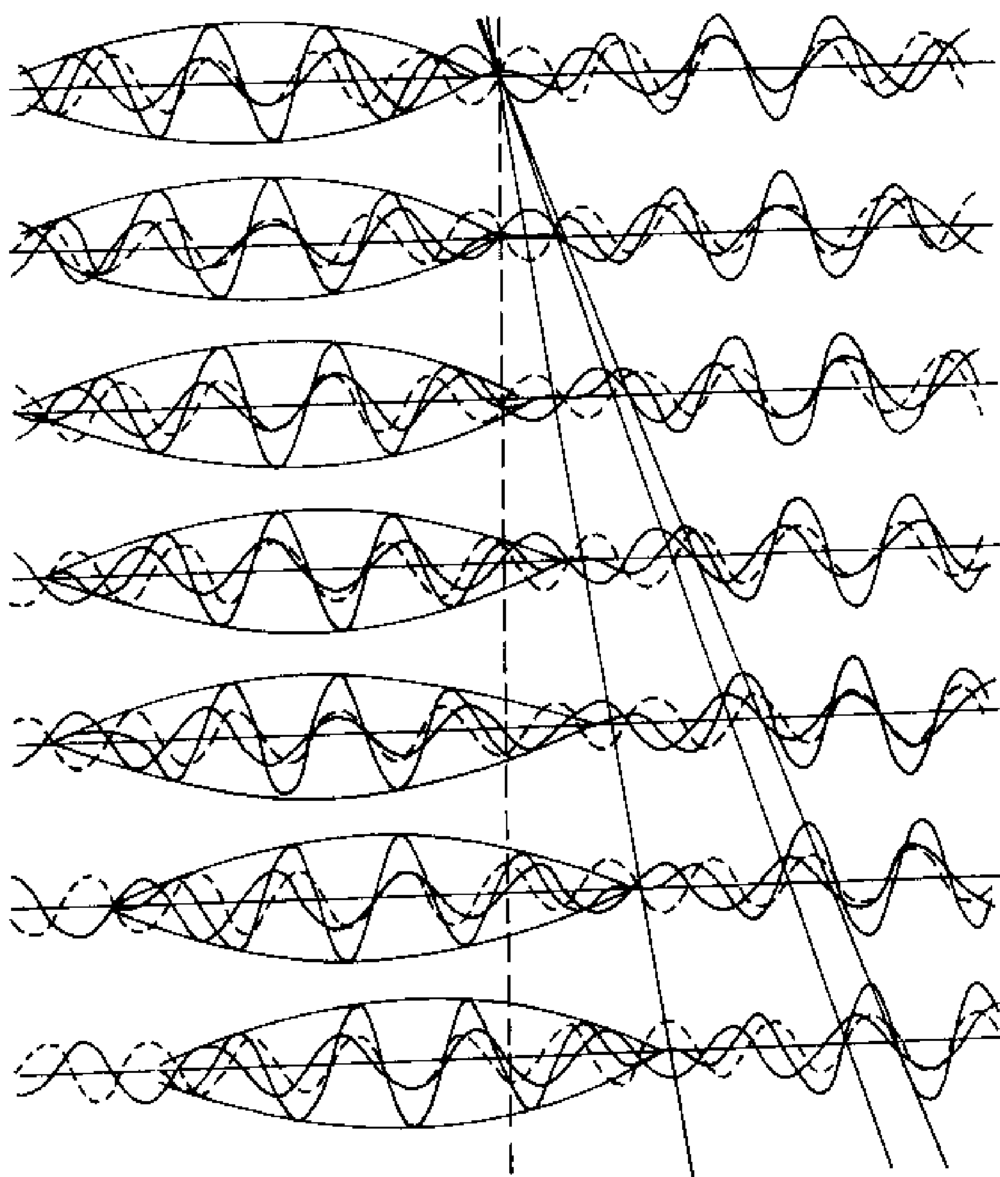


图 10.5-1 波群振幅和传播

群速度与能量传播速度密切相关,一个波既有势能也有动能,并且相互转换,以保持振动。势能可以理解为相对水平海面波动的能,对一个波长 L 积分:

$$E_p = \int_0^L \frac{1}{2}\rho g \eta^2 \mathrm{d}x \tag{10.5-5}$$

(10.5-5)式中 ρ 为海水密度,g 是重力加速度,$\mathrm{d}x$ 是沿着波传播的 x 方向增量,如果认为波剖面是一个单位宽度,那么,海面占据一个波长的水平面积将是 $l_1 = l_0$。那么,单位水平面积势能为:

$$E_p = \frac{\rho g}{2l}\int_0^L \eta^2 \mathrm{d}x \tag{10.5-6}$$

如果令 $\rho = 1$，那么根据 $\eta = a\cos(kx - \sigma t)$代入(10.5-6)中，于是求得：

$$E_p = \frac{1}{4}\rho g a^2 \tag{10.5-7}$$

同样，对一个波长，宽度为 1 的面积上动能：

$$E_k = \frac{\rho}{2l}\int_0^L \int_{-h}^{\eta} (u^2 + w^2)\mathrm{d}x\mathrm{d}z \tag{10.5-8}$$

u，w 是波速水平和垂直分量，对深水波：

$$u = a\sigma e^{kz}\cos(kx - \sigma t)$$

$$w = a\sigma e^{kz}\sin(kx - \sigma t) \tag{10.5-9}$$

当 $h \to \infty$

$$E_k = \frac{1}{4}\rho g a^2 e^{2k\eta} \tag{10.5-10}$$

在小振幅情况下 $\eta = 0$，$e^{2k\eta} \to 1$，于是 E_k 进一步简化为：

$$E_k = \frac{1}{4}\rho g a^2 \tag{10.5-11}$$

总能量：

$$E = E_k + E_p = \frac{1}{2}\rho g a^2 \tag{10.5-12}$$

总能量也可用波高 H 表示：

$$E = \frac{1}{8}\rho g H^2 \tag{10.5-13}$$

单位面积平均总波能(Kinsman, 1984)的能量输送速率：

$$p = E \cdot \frac{c}{2}\left(1 + \frac{2kh}{\mathrm{sh}2kh}\right)$$

因为$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}k} = \frac{1}{2}c\left(1 + \frac{2kh}{\mathrm{sh}2kh}\right)$，于是

$$p = Ec_g \tag{10.5-14}$$

对于深水与浅水来说，p 是不同的：

$$p = E \cdot \frac{c}{2} \qquad （深水）$$

$$p = E \cdot c \qquad （浅水） \tag{10.5-15}$$

说明能量传输速率与群速度有关，这是数学上的巧合，从物理意义讲：波动总能量中势能以波速传输，故在深水导致波动总能量的群速度传输。

第六节 驻波

进行波在其传播过程中，当具备一定条件时，能互相干涉，形成驻波。例如进行波传至海岸附近，当海底深度变化不大，且不考虑摩擦效应时，将发生全反射，并形成驻波。

设振幅、波长和周期均相同的两反向行进波，其波面方程为

$$\zeta_1 = a\cos(kx - \sigma t)$$

$$\zeta_2 = a\cos(kx + \sigma t)$$

当其干涉后形成的驻波，其波面方程为：

$$\zeta = \zeta_1 + \zeta_2 = 2a\cos\sigma t\cos kx \qquad (10.6\text{-}1)$$

上式又可改写为：

$$\zeta = A\cos kx$$

其中$|A| = |2a\cos\sigma t|$为合成波的振幅。它与进行波不同，振幅随时间而变，当$t=0$和$T/2$时，$|A| = 2a$；而当$t = T/4$和$3T/4$时，振幅为0，此时波面与静止水面重合。因此，式(10.6-1)所表示的波动，虽然也是x和t的周期函数，但不具有传播的性质，因而称为驻波。

从式(10.6-1)可看出，在$x = (2n+1)\frac{l}{4}(n = 0, 1, 2, 3\cdots)$处，$\zeta = 0$，无论振幅如何变化，这些点的水面没有起伏，称节点；而在$x = \frac{nl}{2}(n = 0, 1, 2, 3\cdots)$处，波面的高度当$t = 0$和$T/2$时，其绝对值可等于$2a$，这些点称腹点。由于(10.6-1)中$\cos kx$在节点两旁反位相，在节点之间同位相，因此，驻波的运动将是：如果在节点的一侧波面在上升，则另一侧波面下降，而在两节点之间的波面，由于位相相同，将同时上升或下降。所以驻波运动的特征是：在节点两旁波面做方向相反的周期性升降，但波形并不传播。

驻波中水质点的运动，也不同于进行波，在腹点处的质点只做垂直方向的运动。而在节点处，质点仅有水平方向的运动，因为波面上质点必须永远保持在波面上，在波面的其余点上，既有水平速度，又有垂直速度。驻波中波面高度和水平速度之间的关系为：波面在最高位置时（ζ达最大值），水平流速为零，要使波面下降，液体必须外流，因此，在腹点两旁的液体，分别向外流动，波面开始下降。当波面与静止水面重合时（$\zeta = 0$时），水平流速最大，相应的水面下降也最快，当波面一旦低于静止水面，水质点外流的速度就开始减低，波面的下降速度也趋向缓和，但仍在下降，这一过程将继续到波面达到最低位置

时停止,此时流速为零。之后,为使波面上升,水质点必须从高的静止水面的部分流向低于静止水面的这半个波,于是相反的过程重复出现。

驻波中 ζ 和 u 的关系可归结如下:当波面处于最高和最低位置时,质点速度为零,当 $\zeta=0$ 时,流速的绝对值最大,波面的升降也最快,这是驻波运动所独有的特性。

第七节 波的产生、传播和消散

一、历史回顾

大多数实际观测者都认为,风能够在水面上引起波浪。平静的海洋或湖泊在暴风来临后的几小时内就会变得波浪滔滔。风吹的时间越长越剧烈,风浪就越高。风停之后,风浪也开始慢慢地平息下来。多少年来,科学工作者曾力图解释这种风生成浪的机制。

最经典的 Kelvin - Helmholtz 不稳定理论可能是最早的波生理论之一,这个理论假定在海面上气压分布由于伯努利效应可以引起正弦波浪生长,其恢复力是重力和表面张力。最小风速是6.5 m/s。另一个最重要理论是 Jeffreys (1924,1925)的"遮拦假说"(Sheltering hypothesis)。按照这个假说,风能传给波浪的是垂直(R_N)和切向(R_T)的两个部分。Jeffreys 略去切向部分,只考虑向风和背风面的垂直应力部分。他还进一步假定,只有水面上风的垂直能通量超过因分子粘滞性而耗散的能量时,波进一步增大才有可能。即

$$S\rho_a(U-c)^2c>4\mu g \tag{10.7-1}$$

U 是风速,c 是波的相速度,ρ_a 是大气密度,μ 是水的粘滞系数,S 是无量纲常数,叫做"遮拦"系数。Jeffreys 假定,扰动的风吹过已经生成的波峰之后将像气流吹过物体,引起波峰背风面"边界层分离"效应,在波浪增长过程中将引起压力非对称分布。

Banner M.L.和 Melville W.K.(1976)发现气流并不一定分离,除非波浪破碎。在破碎波前面出现气流分离,从而进一步导致空气曳力系数增加,风传给波浪更多能量。Croft A.J.(1985)已将上述思想变成一个薄的水层模式。

Jeffreys 公式一个最重要限制是,当波浪相速度大于风速时,波浪就不能继续增长。Sverdrup H.U.和 Munk W.H.(1947)在他们预报工作中引入风的切应力 $\tau=\rho_aC_DU^2$,C_D 是空气曳力系数,风的切向分量传给波的能量为:

$$K_T=\frac{1}{l}\int_0^L \tau u\,\mathrm{d}x \tag{10.7-2}$$

U 是风速，u 是海面上流体质点速度的水平分量，L 是波长，对有限振幅波，u 是 Stokes 表面波流，即 $u=\pi^2\delta^2 c$，将它代入(10.7-2)中，就得到

$$2\rho_a C_D U^2 c \pm S\rho_a (U-c)^2 c > 4\mu g \tag{10.7-3}$$

(10.7-3)式允许波的相速度大于风速时，波浪继续增长的可能。这更真实，并为实验所证实。

二、用线性过程研究波的生成和成长

研究波的生成和成长主要有 Phillips O. M. (1957)线性增长机制和 Miles J. W. (1957)指数增长机制。Phillips 理论对早期波产生理论是重要的。他认为，当大气扰动的速度和长度与水波可比时，就会产生共振，促使波生成。直到波的坡面变得足够大，直到非线性变得重要为止。Phillips 认为，对水面的起伏压强是早期波生成和成长的主要动力，他的理论可以分成两个部分：扰动风出现时间到小于(初始阶段)或大于压力起伏发展的时间尺度，在 Phillips 理论中，重力波的生成发生在主要阶段，能量线性增加与时间关系为：

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}E(k)=\frac{\pi\sigma^2}{2\rho_w g}F(k,-\sigma) \tag{10.7-4}$$

$E(k)$是以波数表示的能量，σ 是波的角频率，ρ_w 是水的密度，$F(k,-\sigma)$ 是压力起伏的三维谱。它可以根据大气压起伏与扰动边界层响应法求出。

Phillips 共振理论求出最小风速是 23 cm/s，可以产生毛细波的波长为 1.7 cm，风速是指海面上一个波长高度处测得值。

然而共振理论并不适合于解释风浪的主要成长过程，因为，观测到的压强起伏太小，且观测到的能量起伏速率更接近于指数。

Miles (1957，1959)认为水波生成是由于海气耦合系统中切变流的不稳定性产生的，他企图改进经典的 Kelvin－Helmholtz 不稳定理论，其方法是考虑一个风剖面随高度对数分布，与已生成的水波产生切变流的扰动。这个扰动又导致气压的扰动，从而对波斜面做功，使波浪增长，这种耦合导致波能指数的增加。Miles 理论中增长速率是用风剖面衍生出来，其值估计是在临界层中风速 U 和波速 c 相等情况下做出的。其能量传送速率表达式：

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}E(k)=-\frac{\pi\sigma}{\partial g}\cdot\frac{\rho_a}{\rho_w}\left(\frac{\mathrm{d}^2\overline{U}}{\mathrm{d}z^2}\Big/\frac{\mathrm{d}\overline{U}}{\mathrm{d}z}\right)_{cr}|w|^2E(k) \tag{10.7-5}$$

$\overline{U}$ 是平均风速，ρ_a、ρ_w 分别为空气和水的密度，w 是水面垂直速度，$\frac{\mathrm{d}\overline{U}}{\mathrm{d}z}$，

$\frac{d^2\overline{U}}{dz^2}$是在风速 $\overline{U}$ 等于波速 c 时从临界高度处估计出来。

(10.7-5)式给出正的增长速率，因为风剖面具有负的曲率和正的斜率，对于大气边界层中对数型的风场，能量转换随着临界层高度减低而增加。波长增加，相速度也增加，临界层高度也增加。另一方面，如果临界层很靠近海面，具有线性速度剖面的层流状态，根据(10.7-5)式，那么能量传输将为零。Miles 机制对波速 c 小于风速 U 特别有效。如果波相速度大于最大风速，或者波的传播方向与风向夹角超过 90°，Miles 理论就不能提供任何增长或衰减。

波浪增长的直接观测是由 Snyder R.L.和 Cox E.S.(1966)进行的。他们拖着四个浮标以定常速度沿下风方向行走，以确定单个谱分量。浮标阵相当波长 17 m，波分量的增长是用波记录资料分析而得出。平均风速是由离水面 6.1 m 的风速计求得。波的增长资料是用 Miles – Phillips 增长公式给出：

$$\frac{d}{dt}E(t)=\alpha+\beta E(t) \tag{10.7-6}$$

假定，α，β 是常量，使用最小二乘法去分析，图 10.7-1 中给出 β 和 $\overline{U}$(平均风速)之间关系。资料可以分成两个系列：一个系列，E(能量)小于 50 $cm^2 \cdot s$，另一个系列 E 值是任意变化的。分别以不同符号表示。直线方程是 $\beta=\frac{\rho_a}{\rho_w}(U_c-\sigma)$，$U_c$ 是水面上一个临界波长的平均风速，σ 是波频率，$\frac{\rho_a}{\rho_w}$是气、水密度比，为了比较起见，其中 Jeffreys 和 Miles (标以 J.M)的理论曲线也给出。图中清楚表明，J.M 曲线与实测相比都太小。

继 Miles 之后，Davis R.E.(1969，1972)研究波边界之上湍动气流的本质，以及它如何去对波做功的。后来的一些研究(Gent 和 Taylor, 1976; Riley, Donelan Hui, 1982; Al – Zanaidi Hui, 1980)已经用湍流粘滞系数和湍流方法去研究波的成长关系。Jocobs S.(1987)对早期研究加以评述之后，自己又提出水波之上湍流渐近理论，假定湍流粘滞系数随水面高度做线性变化。其结果与许多实验正好相符。Jocobs 研究表明，浪可以与风相反方向传播，也可以风速小于波的相速度，能量也可以从水传到气。

经过许多学者研究和实验，现在给定 β 关系，已经大大优于从前：

$$\beta\begin{cases}=(0.2\sim0.3)\left[\frac{U_5\cos(\varphi-\theta)}{c}-1\right]\frac{\rho_a}{\rho_w}, & 1<\frac{U_5\cos(\varphi-\theta)}{c}<3\\ =0, & \frac{U_5\cos(\varphi-\theta)}{c}\leqslant1\end{cases} \tag{10.7-7}$$

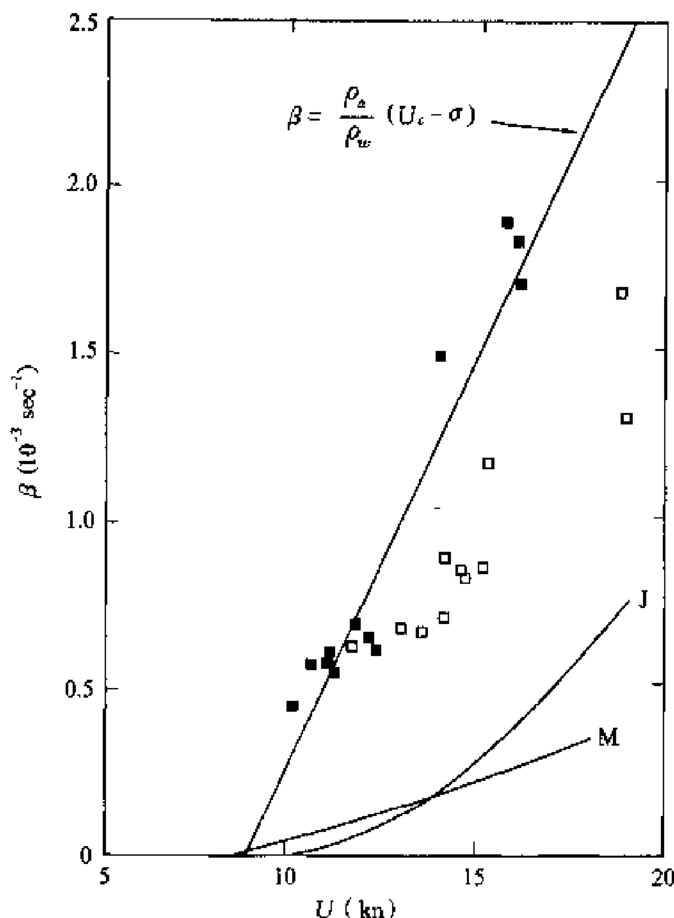


图 10.7-1　β与风速 U 的关系

U_5 是水面上 5 m 高度处平均风速，φ 是风向，θ 是波向。(10.7-6)和(10.7-7)式中 β 项描述的是，只有当风速在波的方向超过波的相速度时，波才能以指数形式增长。最近研究(Plant 1982, Mitsuasu 和 Honda 1982)，一个重要的大气边界层参量被定义：

$$U_* = \sqrt{\tau/\rho_a} = U_{10}\sqrt{C_D} \qquad (10.7\text{-}8)$$

U_{10}是海面上 10 m 高处平均风速，τ 是风应力，ρ_a 是空气密度，C_D 是空气拖曳系数，U_*是摩擦风速。

三、用波－波非线性相互作用研究波的成长

在运动风场中表面重力波继续增长时，波的斜率也继续增加，平均波陡是波的非线性参量，即当波持续增长，运动方程的非线性项变得越来越重要时，以至于 Miles 和 Phillips 理论不再适应。Phillips 认为，在一定条件下，三阶扰动变得大起来，并且不稳定，此不稳定扰动条件又叫共振条件，用下列方程定义：

$$k_1 \pm k_2 \pm k_3 \pm k_4 = 0$$
$$\sigma_1 \pm \sigma_2 \pm \sigma_3 \pm \sigma_4 = 0 \qquad (10.7\text{-}9)$$

这里波数和频率对(k_i, σ_i)是自由初始波，它们分别满足波相速度关系：$c^2 = \frac{g}{k}\text{th}(kh)$，并且可以改写成 $\sigma^2 = gk\,\text{th}(kh)$。Phillips(1960)认为，存在三种波数 k_1, k_2, k_3，它们的相互作用给予完全不同的第四波 k_4 的能量交换，k_4 波振幅随时间以线性增加。Hasselmann S. 发展了这方面工作，它给出一些典型的能量交换方程。

波－波之间共振的作用不能认为是波生或波散之源。因为他们不能改变全部波能，即改变波的总能量。然而，这些共振作用可以对波谱成长形态起到重要作用，JONSWAP(Joint North Sea Wave Poject)实验结果表明，由于共振波－波相互作用，高频波能量传输给低频波，导致低频波组成的迅速成长，这与非线性波－波相互作用能量通量有关。

四、波传播和消耗

1. 波传播

在波产生之后，可在大洋中传播很远的距离，直至到达岸边破碎或耗散为止。Munk (1963)指出，风暴浪可以绕地球半周。加利福尼亚岸外之涌可以来自澳大利亚、新西兰，甚至南极区。根据 Phillips (1959)研究，涌经受很小的分子粘滞耗散，且其扰动水平不影响它们的显著传播。进一步说，它们的传播不因通过稳定风区(贸易风区)而受影响。涌的慢慢衰减是在产生区域之外。这是因为波是接近非旋转的、线性的，因此不受其他湍动摩擦或分子粘滞性影响。从波的长距离传播来看，似乎波是属于线性的，群速度可以作为波能传播的速度。但在实际情况中，群速度可以应用于预报波到达岸边的时间(如果产生浪的风暴位置知道的话)。

2. 波的折射

除了因高频部分选择性衰减造成频谱稍有变化之外，涌浪到达海岸之前不会发生多少变化。当水深变得很浅时，它们最后就会变成浅水波，并会产生明显的折射。考虑浅水波向具有近岸岬角(等深线凸起)和海湾(等深线凹下)内的海滩上传播情况(图10.7-2)。

由于群速是 $\sqrt{gh}$，所以当波浪接近浅水岬角时，其传播速度要比在深水中慢，而在海湾中由于水深，则要传播得快一些。于是，波峰不再平行前进。而且，由于波浪周期不变，所以随着波浪传播变慢，波峰之间的距离则逐渐缩小。

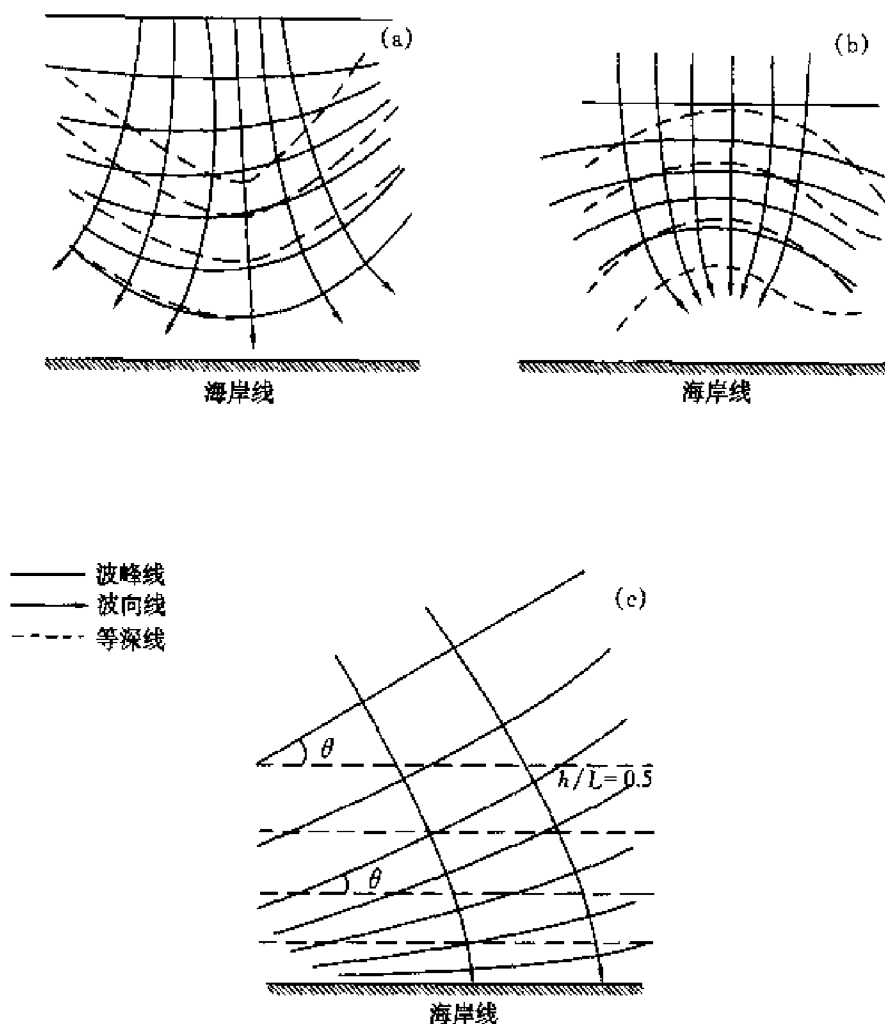


图 10.7-2　波浪的折射

假定波浪向岸边传播的极短时间内，没有摩擦损失或绕射。在此情况下，两条波峰线和两条波向线(与波峰完全垂直)所夹面积内的平均波能就是一个常数。但是，在近岸岬角处，波峰线之间的距离由远到近逐渐缩小，使得它上面的波向线之间的距离也要进一步缩短，因面上述面积也随之减小。由此可知，单位面积上的平均波能必然增加，波高也就相应增大。而在海湾内波向线之间的距离则逐渐增大，单位面积上的平均波能必然减小。

3. *波耗散与波破碎*

波浪进入浅水后，波长渐短，波高开始时也略减小，但以后就逐渐增大，因此当波浪传播到一定水深后，波陡就迅速增大。因波谷处的水深比波峰处要小，波谷受海底摩擦力影响较大，波谷的速度比波峰小，波峰逐渐扭曲前倾，前坡变陡。当波高与水深的比值约等于 0.7 时，波浪就会变得不稳定，或因陡度



超过极限失去稳定而波峰破碎，或因前坡成垂直以致倾倒破碎，统称为波浪的破碎（图 10.7-3）。

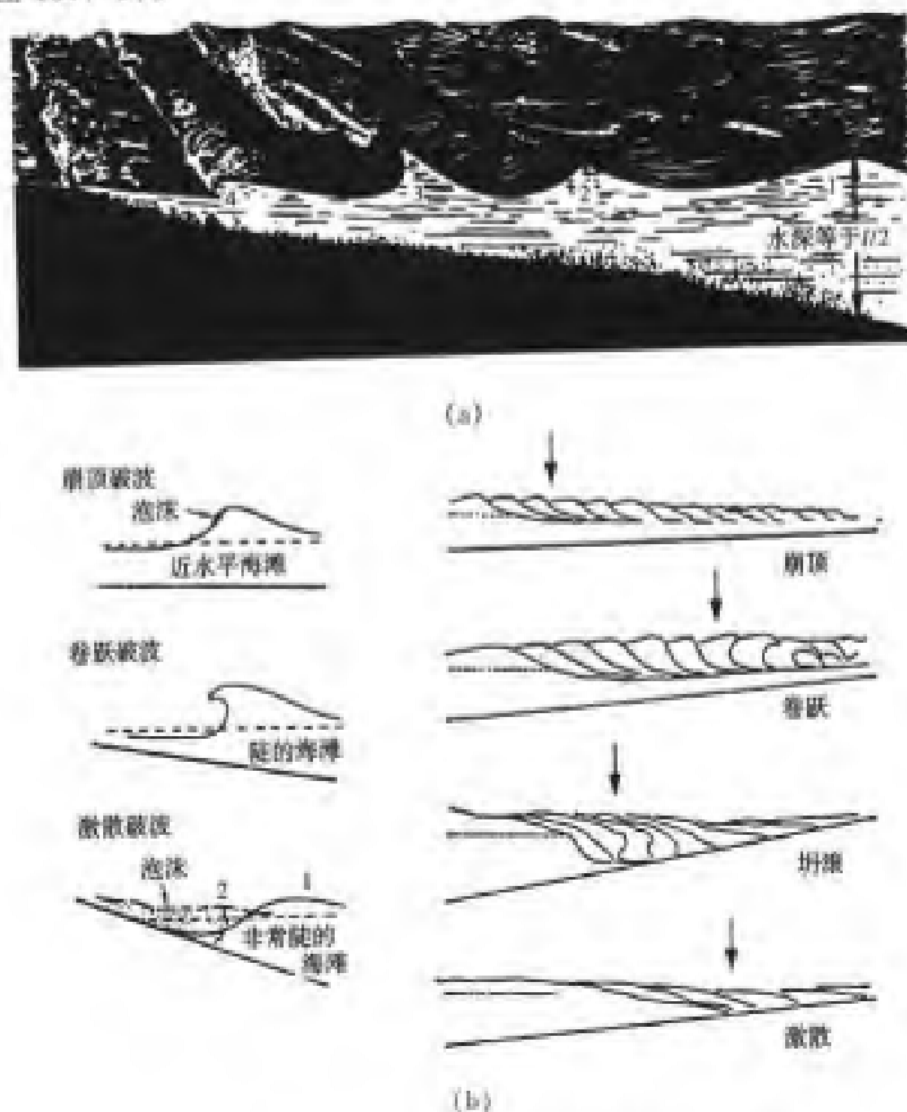


图 10.7-3 近岸波的变形和破碎

(a) 波形的变化 (b) 破碎波的类型

在近水平浅滩，波浪发生崩顶破碎，在陡的海岸处出现三种情况：即波的卷跃破碎、坍滚破碎和激散破碎。卷波的破碎波具有圆的背面和弯曲的锋，可以形成波陡 $\delta=0.005$ 的波。坍滚破碎和激散破碎波两面都弯曲，产生波陡大于 0.01 的波。根据 Stokes 观点，波峰处水质点快于波谷处水质点，且波峰角超过 120°时，波浪发生破碎。大多数观测给出波陡值范围是 0.1 到0.008。远离海岸的波的破碎是白顶，即所谓"白帽子"。外海波浪破碎可以有两个原因：一是低频波互相交叉，二是短风区生成的波被长波超过，大洋中波的白顶

化认为波的主要耗散机制。

4. 沿岸流和离岸流

考虑一段长而平直的海岸线,海滩缓慢倾斜,近岸有一系列破碎波。波浪一经破碎,就会把相当可观的水量带入海岸破碎带。如果海岸上水位不升高的话,海水最终必然经过破碎带返回海中。如果波浪以某一角度冲向海滩,那就会产生离岸流和沿岸流,并沿波浪传播方向流动(图 10.7-4);如果破碎带



图 10.7-4 西沙群岛珊瑚礁水下沟槽(王连镯,2000)(见彩图 4)

与海滩平行,那么沿岸流一般是对称的。游泳的人常常把离岸流称为回流。除了在陡峭的海岸上破碎波产生瞬时回流之外,还未发现在破碎带中有强大次表层流的存在。但是,对于那些鲁莽的游泳者来说,离岸流可能更加危险。据测量,携带海水通过破碎带返回海中的离岸流,速度可以达到 3 kn。离岸流之间的环型大小通常是破碎带宽度的 2—8 倍。

除此之外,珊瑚礁海区,还能形成水下沟槽,破坏了海底珊瑚的生长只留下砾石一片(图 10.7-4)

破碎波、波浪传递动量和沿岸流三者相结合,就会使平均海平面和破碎带内的合成压力场发生变化。一般地说,低压区处在破碎波比平均值低的区域,同时产生显著的泥沙运动(图10.7-5)。

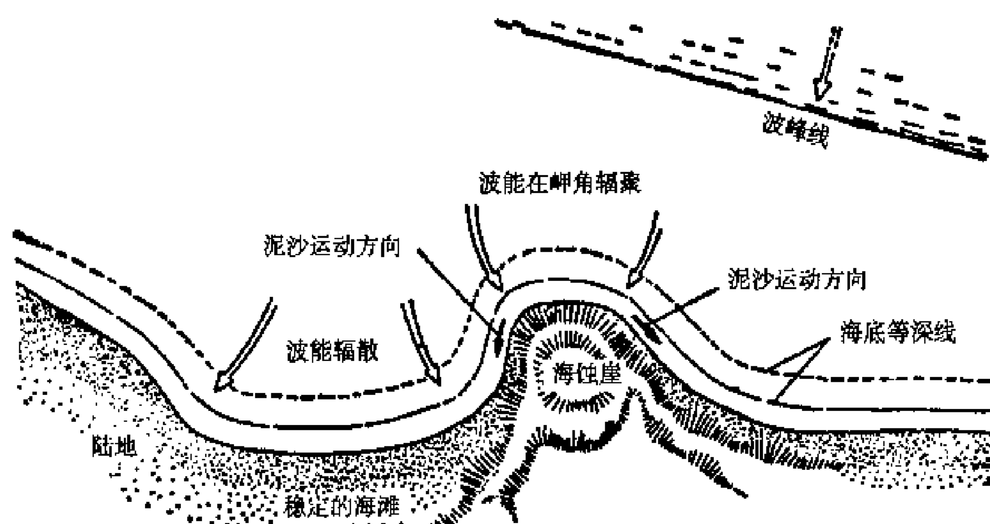


图 10.7-5 在岬角附近泥沙运动

第八节 波谱分析

为了用统计观点来描述复杂的随机海浪，更多的是采用波谱分析法，而较少采用简单波的推算法。波谱分析是为人们提供的一种把海上实测波浪同理想化波浪联系起来的方法。

为了得到相当精确的近似值，我们假定复杂风浪确实是由许多简谐周期波叠加而成的，并且这些波浪组成波的相速和群速都与深水波相同。略去沿途一定数量的摩擦损失，就可以在任何时间内把各个谱分量加起来，对观测到的大洋表面进行波谱分析，从而得到和海面观测十分接近的统计特性。由于能量从波谱的一部分向另一部分的转移很少，波浪与波浪之间的相互作用也很小，所以用这种数学方法效果甚好。

一、能谱和方向谱的概念

通常把海浪看作是平稳的、各态历经的随机过程，设其均值为零。函数 $\xi(t)(0<t<\infty)$，是海浪的一个样本函数。实际海浪的波剖面可表为：

$$\zeta(t) = \sum_{i=1}^{n} a_i \cos(\sigma_i t + \varepsilon_i) \tag{10.8-1}$$

其数学期望和方差为每个组成波的数学期望和方差之和，即

$$\left.\begin{aligned} a &= \sum_{i=1}^{n} a(i) = 0, \\ \upsilon^2 &= \sum_{i=1}^{n} \upsilon^2(i) = \frac{1}{2}\sum_{i=1}^{n} a_i^2. \end{aligned}\right\} \tag{10.8-2}$$

(10.8-2)式表示每个正弦波的方差 $\upsilon^2(i)$ 比例于波动的平均能量 $\left(=\frac{1}{2}\rho g a_i^2\right)$，总的方差 υ^2 比例于所有正弦波的总能量。

如果频率 σ 是近似连续分布的，则在频率区间 $\Delta\sigma$ 内对应着一个组成方差的部分和 $\Delta\upsilon^2 = \sum_{\sigma_k-\Delta\sigma/2}^{\sigma_k+\Delta\sigma/2} \upsilon^2(\sigma)$，令

$$S(\sigma_k) = \frac{\sum_{\sigma_k-\Delta\sigma/2}^{\sigma_k+\Delta\sigma/2} \upsilon^2(\sigma)}{\Delta\sigma} \tag{10.8-3}$$

显然，$S(\sigma_k)$比例于 $\sigma_k - \Delta\sigma/2$ 和 $\sigma_k + \Delta\sigma/2$ 之间所有正弦波动能量之和的平均值，称之为能谱(或频谱)。当 n 很大时，由(10.8-2)式和(10.8-3)式可得合成波方差与能谱的关系

$$\upsilon^2 = \sum_{k=1}^{\infty} S(\sigma_k)\Delta\sigma$$

取极限可得

$$\upsilon^2 = \int_0^{\infty} S(\sigma)\mathrm{d}\sigma \tag{10.8-4}$$

表明能谱的积分等于总方差。

波剖面的协方差为：

$$R(\tau) = E[\zeta(t)\zeta(t+\tau)] = E\left\{\sum a_i\cos(\sigma_i t + \varepsilon_i)\sum a_i\cos[\sigma_i(t+\tau)+\varepsilon_i]\right\}$$

经计算可得：

$$R(\tau) = \sum_{i=1}^{\infty}\frac{1}{2}a_i^2\cos\sigma_i\tau = \sum_{i=1}^{\infty}\upsilon^2(i)\cos\sigma_i\tau \tag{10.8-5}$$

利用(10.8-3)式，上式变成：

$$R(\tau) = \sum_{k=1}^{\infty} S(\sigma_k)\cos\sigma_k\tau\Delta\sigma$$

$$R(\tau) = \int_0^{\infty} S(\sigma)\cos\sigma\tau\mathrm{d}\sigma \tag{10.8-6}$$

经傅氏变换，可得由协方差确定能谱的表达式

$$S(\sigma)=\frac{2}{\pi}\int_0^\infty R(\tau)\cos\sigma\tau\,\mathrm{d}\tau \tag{10.8-7}$$

前面讨论了以频率 σ 表示的能谱，又称为一维谱。一维谱仅能描述固定地点的海浪内部平均能量相对于频率的分布。实际上，海浪是有方向的，能谱不能反映海浪内部能量相对于方向的结构，也不能描述大面积空间的波面。为此，必须引进二维谱 $S(\sigma,\theta)$。设 xy 平面上，用沿着与 x 轴成 θ 角的方向传播的正弦波动叠加表示合成波动：

$$\zeta(x,y,t)=\sum_{n=0}^{\infty}a_n\cos\left[\left(\frac{\sigma_n^2}{g}\cos\theta_n\right)x+\left(\frac{\sigma_n^2}{g}\sin\theta_n\right)y-\sigma_n t+\varepsilon_n\right]$$

或 $$\zeta(x,y,t)=\sum_{n=0}^{\infty}a_n\cos(l_n x+m_n y-\sigma_n t+\varepsilon_n) \tag{10.8-8}$$

其中 ε_n 为随机位相，$\frac{\sigma_n^2}{g}=k_n$ 为深水正弦波的波数，$l_n=k_n\cos\theta_n$，$m_n=k_n\sin\theta_n$，分别为波数的 x 和 y 方向分量。与一维谱类似，令

$$S(\sigma,\theta)=\frac{\sum\limits_{\sigma-\Delta\sigma/2}^{\sigma+\Delta\sigma/2}\sum\limits_{\theta-\Delta\theta/2}^{\theta+\Delta\theta/2}\frac{1}{2}a_n^2}{\Delta\sigma\Delta\theta} \tag{10.8-9}$$

和

$$S(l,m)=\frac{\sum\limits_{l-\Delta l/2}^{l+\Delta l/2}\sum\limits_{m-\Delta m/2}^{m+\Delta m/2}\frac{1}{2}a_n^2}{\Delta l\Delta m} \tag{10.8-10}$$

即定义 $S(\sigma,\theta)$ 比例于频率介于 $\sigma-\Delta\sigma/2$ 和 $\sigma+\Delta\sigma/2$ 之间和方向介于 $\theta-\Delta\theta/2$ 和 $\theta+\Delta\theta/2$ 之间的所有正弦波能量之和的平均值，$S(l,m)$ 比例于波数 x 分量介于 $l-\Delta l/2$ 和 $l+\Delta l/2$ 之间，和波数 y 方向分量介于 $m-\Delta m/2$ 和 $m+\Delta m/2$ 之间的所有正弦波能量之和的平均值。由于 $S(\sigma,\theta)$ 和 $S_1(l,m)$ 能反映海浪内部的方向结构，因此称之为方向谱或二维谱。波面协方差

$$R(\xi,\eta,\tau)=\zeta(x+\xi,y+\eta,t+\tau)\zeta(x,y,t) \tag{10.8-11}$$

将(10.8-8)式代入，并利用(10.8-11)式，取极限，得：

$$R(\xi,\eta,\tau)=\int_0^\infty\int_{-\pi}^{\pi}S(\sigma,\theta)\cos\left[\left(\frac{\sigma_n^2}{g}\cos\theta\right)\xi+\left(\frac{\sigma^2}{g}\sin\theta\right)\eta-\sigma\tau\right]\mathrm{d}\sigma\mathrm{d}\theta \tag{10.8-12}$$

或

$$R(\xi,\eta,z)=\int_0^\infty\int_0^\infty S(l,m)\cos(l\xi+m\eta-\sigma\tau)\mathrm{d}l\,\mathrm{d}m \tag{10.8-13}$$

由(10.8-12)式或(10.8-13)式可以确定方向谱。

二、各种典型能谱

(一) 一维谱

Pierson 和 Moscowitz(1964)依据大量观测资料，得到如下的一维谱

$$A^2(\sigma)=\frac{\alpha g^2}{\sigma^5}e^{-\beta\left(\frac{g}{\sigma U_{19.5}}\right)^4} \qquad (10.8\text{-}14)$$

其中 $\alpha=8.10\times10^{-3}$, $\beta=0.74$, $U_{19.5}$为 19.5 m 高处的风速。(10.8-14)式的谱称之为 Pierson - Moscowitz 谱(简称 PM 谱)。该谱也是代表充分成长的海浪谱。

(二) JONSWAP 谱

在开发北海过程中，英国、荷兰、美国和德国联合进行了"联合北海波浪计划"，提出了著名的 JONSWAP 一维谱：

$$A^2(\sigma)=\alpha g^2\left(\frac{1}{\sigma^5}\right)\exp\left[-\frac{5}{4}\left(\frac{\sigma_0}{\sigma}\right)^4\right]r^{\exp\left[-\frac{(\sigma-\sigma_0)^2}{2b^2\sigma_0^2}\right]} \qquad (10.8\text{-}15)$$

其中 σ_0 为谱峰频率；r 为谱峰升高因子，定义为：

$$r=E_{max}/E_{max}^{PM} \qquad (10.8\text{-}16)$$

式中 E_{max}为谱峰值，E_{max}^{PM}为 PM 谱的峰值，r 的观测值介于 1.5～6 之间，平均值为 3.3，b 为峰形参数，其值

$$\left.\begin{aligned} b&=0.07 \qquad \sigma\leqslant\sigma_0\\ b&=0.09 \qquad \sigma>\sigma_0\end{aligned}\right\} \qquad (10.8\text{-}17)$$

α 为无因次量$\tilde{x}=gx/U_{10}^2$(x 为风区，U_{10}为 10 m 高处风速)的函数，对于 $\tilde{x}=10^{-1}\sim10^5$，有 $\alpha=0.076\tilde{x}^{-0.22}$。

对于较狭窄范围 $\tilde{x}=10^2\sim10^4$，上式中的指数约为 -0.4。对于无因次谱峰频率$\tilde{\sigma}_0=\sigma_0\dfrac{U_{10}}{g}$，如果 $\tilde{x}=10^{-1}\sim10^5$，则有

$$\tilde{\sigma}_0=22\tilde{x}^{-0.33} \qquad (10.8\text{-}18)$$

还原为有因次形式：

$$\sigma_0=22g^{0.67}\frac{1}{U_{10}^{0.34}x^{0.33}}\cong22\left(\frac{g^2}{xU_{10}}\right)^{0.33} \qquad (10.8\text{-}19)$$

表明 JONSWAP 谱的谱峰随风速和风区而变。当风区一定时，峰频 σ_0 随风速增大而减小，谱峰随风速增大向低频推移；当风速一定时，σ_0 随风区增大而减小，大风区的峰频低于小风区的峰频(图 10.8-1)。

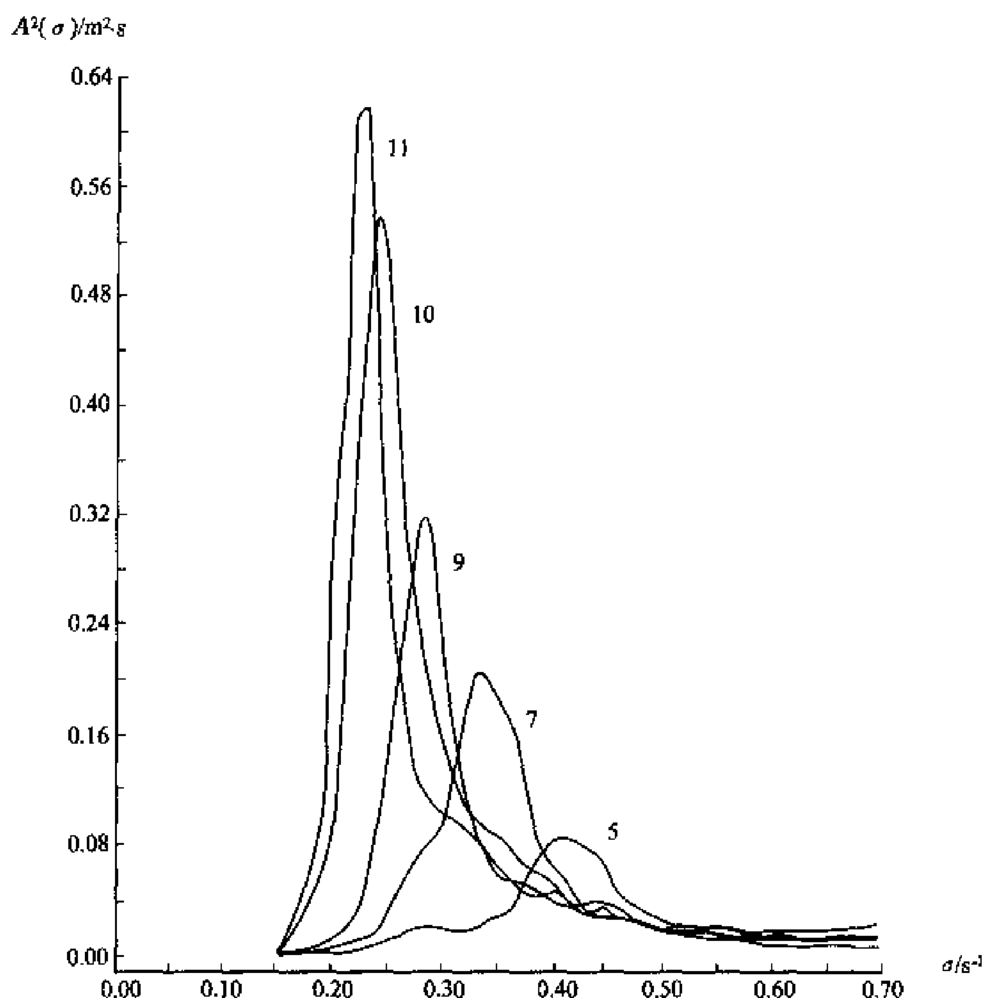


图 10.8-1 JONSWAP 谱相对于风区的成长

(Hasselmann et al, 1973)

许多观测结果与 JONSWAP 谱符合良好。

(三) 文氏谱

前述的 PM 谱和 JONSWAP 谱是国际上常使用的海浪能谱,但存在着一些缺点。如前所述,PM 谱是一种充分成长的海浪谱,只适用于充分成长的风浪;该谱的高频部分比例于 σ^{-5},但多数观测以及 Phillips(1985)和 Kitaigorodskii(1983)的理论结果表明,谱的高频部分应比例于 σ^{-4}。JONSWAP 谱虽然可以描述不同成长阶段的风浪,但高频部分也是比例于 σ^{-5},这与多数观测以及最近的理论研究不符。而且 JONSWAP 谱只适用于深水。在我国,文圣常等(1988a,1988b,1988c)在分析研究了现有的海浪能谱后,导出了理论风浪能谱。

$$S(\sigma)=\frac{m_0}{\sigma_0}p\times$$

$$\exp\left\{-95\left[\ln\frac{p(5.813-5.137\eta)}{(6.77-1.088p+0.013p^2)(1.307-1.426\eta)}\right]\times\left(\frac{\sigma}{\sigma_0}-1\right)^{12/5}\right\}$$

$$0\leqslant\frac{\sigma}{\sigma_0}\leqslant1.15 \tag{10.8-20}$$

$$S(\sigma)=\frac{m_0}{\sigma_0}\frac{6.77-1.088p+0.013p^2(1.307-1.426\eta)}{5.813-5.137\eta}\times\left(1.15\frac{\sigma}{\sigma_0}\right)^{m}$$

$$\frac{\sigma}{\sigma_0}\geqslant1.15 \tag{10.8-21}$$

其中 m_0 为零阶矩，σ_0 为谱峰频率，$p=\frac{\sigma_0}{m_0}S(\sigma_0)$ 为谱尖度因子，$\eta=\overline{H}/h$ 为深度参数，$\overline{H}$ 为平均波高，h 为水深，$m=2(2-\eta)$。对于深水，$\eta=0$，于是(10.8-14)式和(10.8-15)式分别简化为：

$$S(\sigma)=\frac{m_0}{\sigma_0}p\times$$

$$\exp\left\{-95\left[\ln\frac{p}{1.522-0.245p+0.002\,92p^2}\right]\times\left(\frac{\sigma}{\sigma_0}-1\right)^{12/5}\right\}\quad 0\leqslant\frac{\sigma}{\sigma_0}\leqslant1.15 \tag{10.8-22}$$

$$S(\sigma)=1.749(1.522-0.245p+0.002\,92p^2)\left(\frac{\sigma_0}{\sigma}\right)^4\quad\frac{\sigma}{\sigma_0}\geqslant1.15 \tag{10.8-23}$$

由于他们(1988c)建立了 m_0、σ_0 和 p 与风速 U、风区 x 和风时 t 的关系，因此改进谱不仅可以适用于不同水深，反映水深的影响，而且可以适用于不同的风浪成长阶段，反映风浪的成长过程。作为例子，下面给出深水情形下的这些关系。对深水，m_0、σ_0 和 p 与风速和风区的关系可表示为：

$$\left.\begin{aligned}m_0&=1.89\times10^{-6}\frac{U^2}{g^2}\left(\frac{gx}{U^2}\right)^{0.7}\\\sigma_0&=10.4\frac{g}{U}\left(\frac{gx}{U^2}\right)^{-0.233}\\p&=17.6\left(\frac{gx}{U^2}\right)^{-0.233}\end{aligned}\right\} \tag{10.8-24}$$

而它们与风速和风时的关系为：

$$\left.\begin{aligned} m_0 &= 8.55\times 10^{-8}\frac{U^4}{g^2}\left(\frac{gt}{U}\right)^{0.91} \\ \sigma_0 &= 29.2\,\frac{g}{U}\left(\frac{gt}{U}\right)^{-0.303} \\ p &= 49.3\left(\frac{gt}{U}\right)^{-0.303} \end{aligned}\right\} \tag{10.8-25}$$

在深水中,这三个参量还可以用有效波高 $H_{1/3}$和有效波周期 $T_{1/3}$表示,结果为:

$$\left.\begin{aligned} m_0 &= H_{1/3}/16 \\ \sigma_0 &= 2\pi/T_0,\ T_0 = T_{1/3}/0.91 \\ p &= 95.3H_{1/3}^{1.35}/T_{1/3}^{2.7} \end{aligned}\right\} \tag{10.8-26}$$

第十一章 潮 汐

不论是碧波粼粼，还是巨澜翻卷，不管春夏秋冬，海水总是按时上涨，然后又按时下落。人们把白天海面的涨落叫“潮”，晚上的涨落叫“汐”，合起来就叫“潮汐”。

两千多年前，我们的祖先通过长期的观察，首先知道了海水的涨落与月亮的运行有关，早在东汉时期的王充就提出“潮之兴也，与月盛衰”的正确论断。即月亮引起潮汐运动，运动随月相而变。十七世纪发现了万有引力定律，人们对潮汐这个自然现象的解释就更进了一步：潮汐不仅和月亮有关，而且太阳也能引起海水涨落。

第一节 潮汐中一些常用名词

一、潮汐基本要素

高潮与低潮：高潮，是指海面上涨到最高的位置，而低潮则是指海面下退到最低的位置。

涨潮、落潮、平潮与停潮：从低潮到高潮这段时间内海面的上涨过程称为涨潮。海面达到一定高度以后，水位短时间内不涨也不退，这种现象称为平潮。平潮的中心时

就是高潮时。平潮时过后，海面开始下降，叫做落潮。和涨潮的情况类似，海面下降到一定高度以后，也发生海面不退不涨现象，叫做停潮。停潮的中间时就是低潮时。图 11.1-1 是潮汐要素示意图。

平均海面：海面升降的平均位置。它是由长期观测记录算出来的。海图深度基准面或陆上高度计算，都根据平均海面来确定。

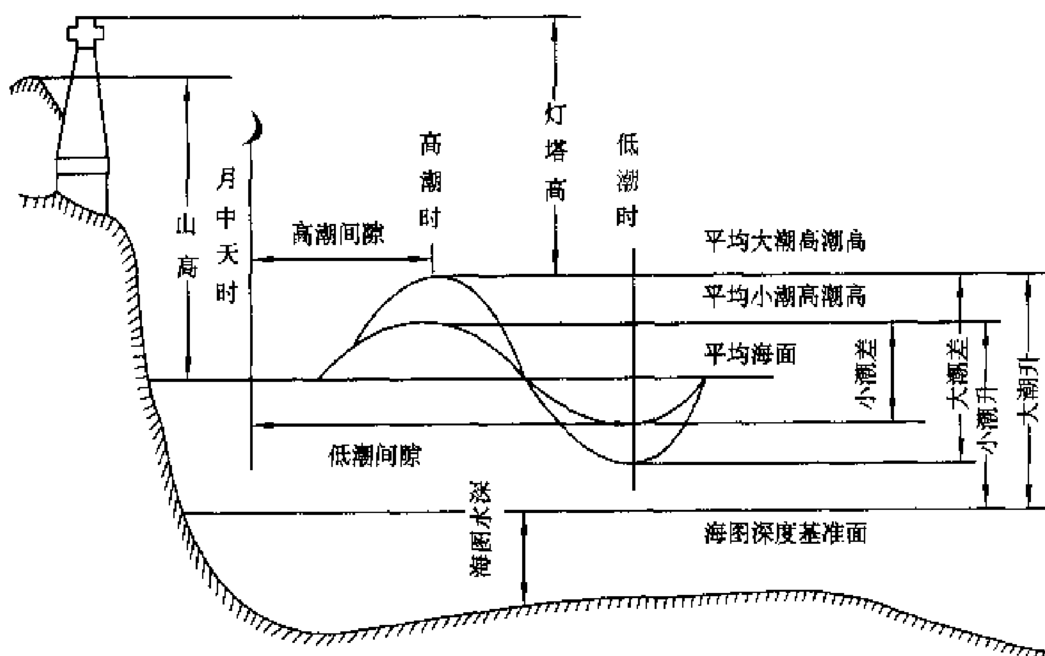


图 11.1-1 表达潮汐升降的基本参数

潮高：是从潮高基准面算起的潮位高度。高潮高就是指高潮面到潮高基准面的距离；低潮高是指低潮面到潮高基准面的距离。而高潮面与低潮面的垂直距离叫做潮差。潮高基准面一般与海图深度基准面相同，某地某时潮高加上当地海图水深便得某地某时实际水深。

高潮间隙：为当地月中天时刻起，到当地第一个高潮为止的时间间隔。把长期观测的高潮间隙数值加以平均，其平均值，就叫平均高潮间隙。

低潮间隙：为当地月中天时刻起，到当地第一个低潮为止的时间间隔。把长期观测的低潮间隙数值加以平均，其平均值，就叫平均低潮间隙。

高潮间隙和低潮间隙两者合称为月潮间隙。不同港口的平均高潮间隙不同。在半日潮海区，平均高潮间隙和平均低潮间隙一般相差 6 小时 12 分。

潮升：是指高潮的平均高度。大潮升为大潮时高潮的平均高度，小潮升为小潮时高潮的平均高度。

潮龄：就是朔望时间到当地发生大潮的这段时间间隔，以天数表示。一般

大潮发生在朔望后一、二天，但由于各港口的地形不同而有所差别。

二、潮汐类型

潮汐的涨退现象是因时因地而异的，但是从涨退周期来说，却可以分为几种类型。

(一) 正规半日潮

在一个太阴日内发生两次高潮和低潮。两个高潮和两个低潮的高度都相差不大，而涨退历时也很接近(6小时12分)。如杭州湾澉浦、厦门、青岛和塘沽等。世界地区，如巴拿马等(图11.1-2)。

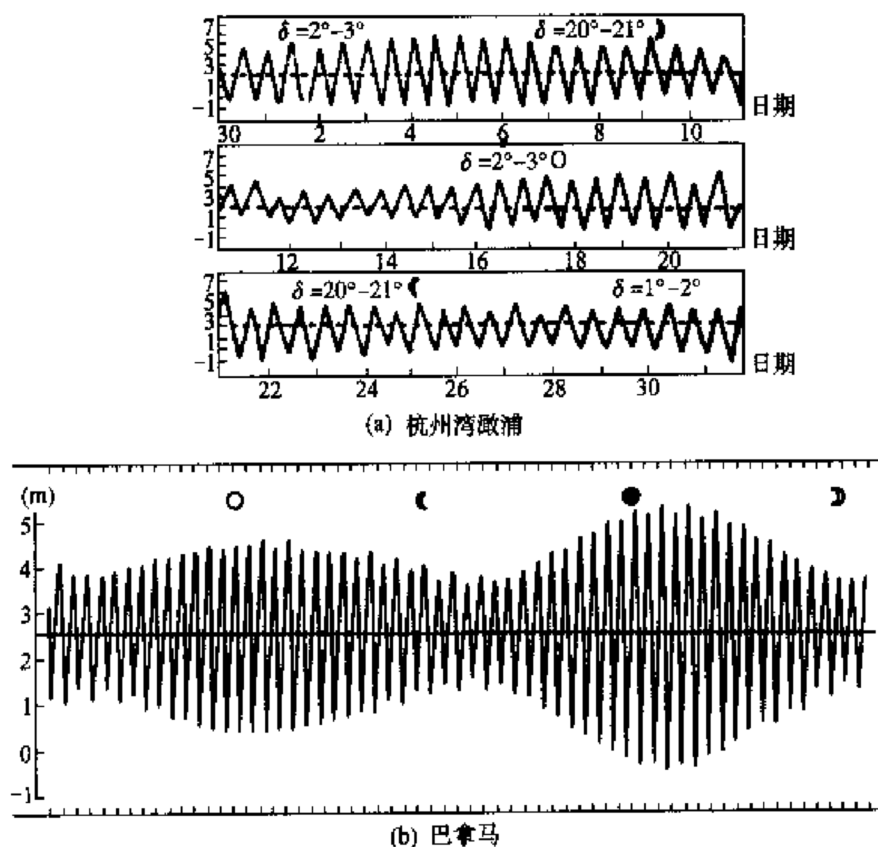


图 11.1-2 半日潮特征
(a) 杭州湾澉浦 (b) 巴拿马

(二) 不正规半日潮

即在一个太阴日内有两次高潮和低潮，但是，两相邻的高潮或低潮高度不等。涨潮时和落潮时也不等。如我国成山头附近和舟山群岛等地和西亚亚丁湾等(图11.1-3)。

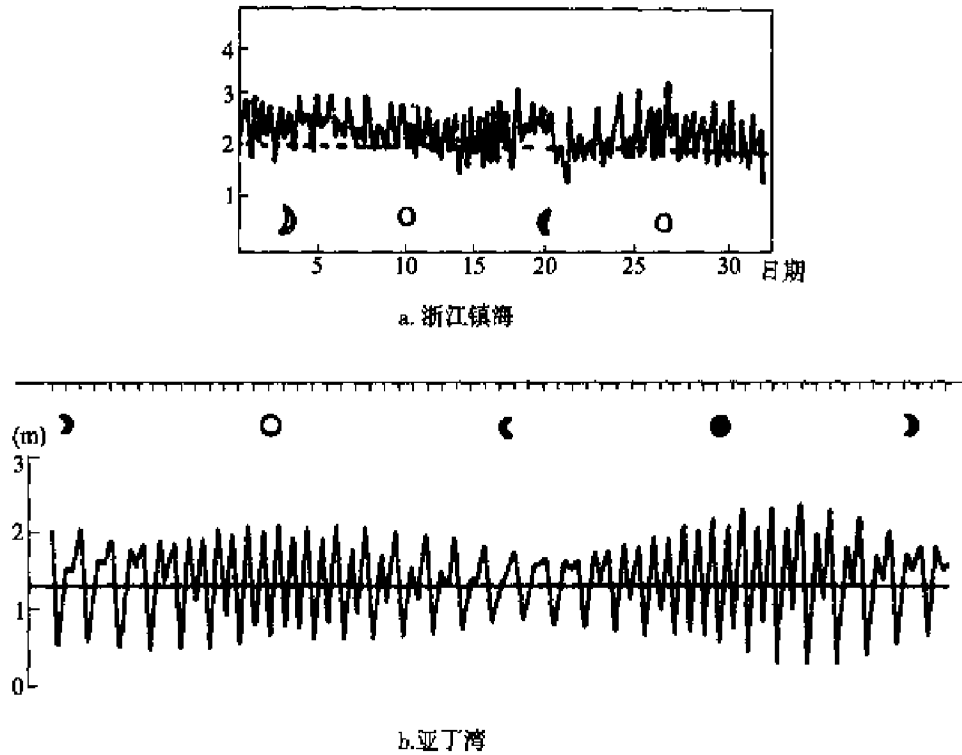


图 11.1-3 不正规半日潮特征
(a) 浙江镇海 (b) 亚丁湾

(三) 正规日潮

在一个太阴日内只有一个高潮和低潮。在半个太阴月中，至少有一半天数是日潮型，如南海北部湾是最典型的日潮区(图 11.1-4)。

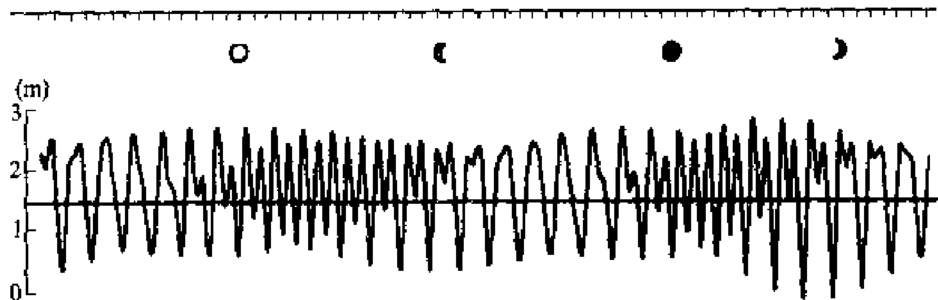


图 11.1-4 典型日潮特征(南海北部湾桃山)

(四) 不正规日潮

不正规日潮，即在半个太阴月中一天出现一次高潮和低潮的潮型天数少于 7 天，其余天数均为不正规半日潮潮型(图 11.1-5)。

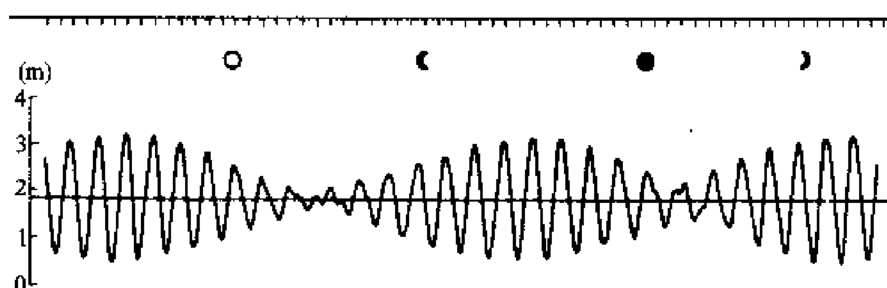


图 11.1-5　不正规日潮特征(南海暹罗湾曼谷)

第二节　与潮汐有关的天文知识

一、地、月、日运动

地球绕地轴自西向东自转,周期为 24 平太阳时,月球绕地球公转,方向也自西向东,周期为一个月。除此之外,地球和月球又同时绕太阳公转,周期为一年。确切地说,月球绕地球的公转,乃是月球中心绕地 - 月公共质心的运动,而地球和月球绕太阳的公转,则是地 - 月公共质心绕太阳的运动(见图 11.2-1)。

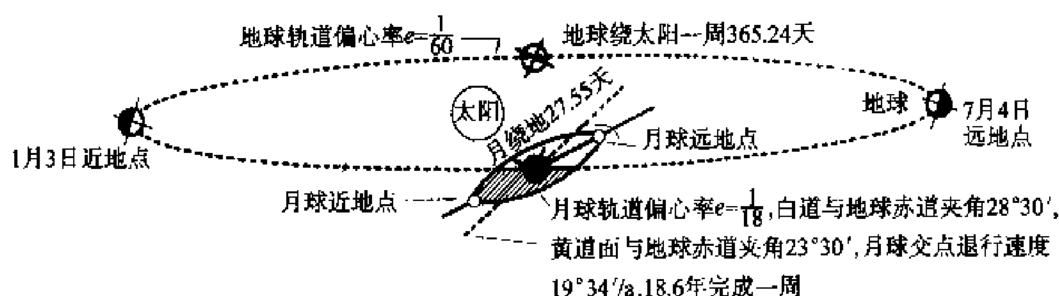


图 11.2-1　地、月、日三者运动的关系

二、天球与相应的有关的名词

天球:晴朗夜晚的星空,像巨大而透明的半圆水晶球,球面上缀满了无数颗闪耀的星星,无论我们走到哪里,都会觉得自己好像位于球心。因此,天球就是以地球或以观测者为中心,任意长为半径所做的球面(图 11.2-2)。

天轴和天极:将地轴无限延长,并与天球相交的这条直线叫天轴。与天轴相交的两个交点叫天极:一个叫北天极;另一个叫南天极。

天赤道:延展地球赤道平面和天球相交的大圆,叫做天赤道。

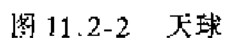


图11.2-2 天球

天顶与天底：通过观测点的那条铅垂线，向上延伸与天球相交，其交点称为天顶，向下延伸与天球的交点，称为天底。

测者真地平圈：与观测者铅直线相垂直的平面。

天子午圈：通过天北极、天南极、天顶和天底这四个点的大圆，叫天子午圈，也叫测者子午圈。

天体方位圈：通过星体、天顶、天底的假想圆圈，叫天体方位圈。

天体时圈：通过星体、天北极、天南极的大圆叫天体时圈，如月时圈、日时圈。

三、天球坐标

赤纬(δ):在天体时圈上,天体和天赤道之间的一段弧长。通常,是以与赤道的交角表示。当天体在北半球时,命名为北赤纬(N);当天体在南半球时,命名为南赤纬(S)。

时角(t):测者子午圈与时圈在天赤道上所截的弧长。时角是从测者子午圈与天赤道的交点 ε 起算,按顺时针方向量度。在周日旋转运动中,时角从 0°变到 360°。

天体距(θ):是天体方位圈上,测者天顶与天体中心之间所夹的弧距,即观测者的天顶方向线与天体方向线的夹角。天顶距的量法是一律从测者天顶起,沿着天体方位圈量到天体中心止,范围 0° ~ 180°,无需注明正负号。天体做周日旋转运动中,天顶距的变化从 0° ~ 180°。

天体方位角(A):测者子午圈和天体方位圈在天顶点处所夹的球面角,叫天体方位角。因为它是用测者真地平圈上被测者子午圈与天体方位圈所截的弧长来度量,所以又将测者子午圈与天体方位圈在测者真地平圈上所夹的弧距(T),也叫天体方位角。天体方位角的量法有两种:半圆方位和圆周方位。圆周方位是不论测者在北纬或南纬,一律从正北方向量起,在测者真地平圈上,按顺时针的方向量到天体方位圈止,范围 0° ~ 360°。因为圆周方位的量取,起点和方向都是固定的,所以不要注明方向。见图 11.2-3。

赤经(α):春分点时圈和天体时圈在天赤道上所夹的弧距。赤经的量法是从春分点起,沿天赤道向东量到天体时圈为止,范围 0° ~ 360°。

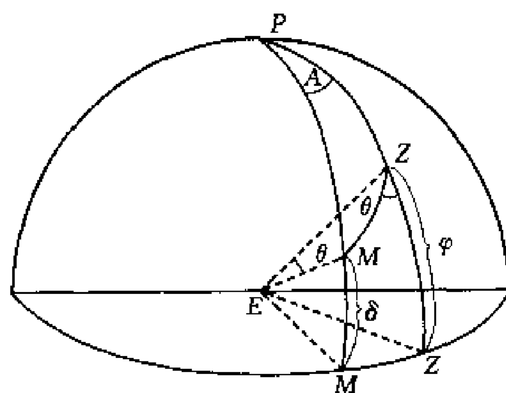


图 11.2-3 天球坐标参量示意图



四、天体视运动

太阳的视运动：太阳是天球上一个星体，因此它也有周日视运动。除此之外，它本身还有一种自西向东（即与天体周日视运动的方向相反）的以一年（365.242 2 日）为周期的视运动，称为太阳周年视运动。

太阳周年视运动的轨道是地球公转轨道在天球上的投影，称为黄道。黄道和赤道的夹角为23°27′，称为黄道倾角。

月球的视运动：月球除了周日视运动外，还有绕地球公转。在视运动中，月球绕地球运动轨道在天球的投影称为白道。白道与黄道有一个平均等于5°8′的夹角。白道与黄道有两个交点，月球在白道上由南向北穿过黄道的交点称为升交点；嗣后在白道上由北向南穿过黄道的交点称为降交点。黄白交点每年向西退行达19°21′之多，历时18.61年完成一圈。由于黄白交点西退，导致黄白交角的18.61年的长期变化，其变化幅度为23°27′ ± 5°8′。显然这一变化将会使得地球上任何一个地点的月球引潮力也发生相应的周期变化，从而引起潮汐的18.61年周期变化。

五、时间单位

时间的计量是天文学中的一个基本问题，也是讨论潮汐时所必须参考的问题。

（一）平太阳日、平太阳时和平太阳年

平太阳：太阳连续两次通过上中天的时间间隔，称为真太阳日。但是，地球是沿椭圆轨道运动的，太阳位于该椭圆的一个焦点上，因此，在一年当中，日地距离不断改变。根据开普勒第二定律，地球和太阳所联结的直线，在相等的时间内所扫过的面积相等。因此，地球便在轨道上做不等速运动。这样一来，一年之内，真太阳日的长度便不断地改变。为了得到一个固定的时间单位，便假想在赤道上有一个做等速运动的太阳，它的行动速度和真太阳视运动的平均速度相同，这个假想的太阳，叫"平太阳"。

平太阳时：平太阳连续两次经过上中天的时间间隔，称为平太阳日（24小时）。1/24平太阳日，称为平太阳时。通常所谓的"日"和"时"，就是平太阳日和平太阳时的简称。

平太阳年（回归年）：当太阳在天球上做周年视运动时，连续两次通过春分点的时间间隔，称为一平太阳年，或称回归年。根据大量天文观测的结果，已知平太阳年的长度为365.242 2平太阳日。我们通常所谓的"年"，即将平太阳年

中的小数去掉，所剩下的整日数 365 平太阳日为一“年”。因为去掉了零头，就只好每隔 4 年一闰，闰年比平年增加一天，为 366 平太阳日。但每一闰年所增加的一天，比去掉的零头 0.968 8 平太阳日的数值为大，因此，又规定每隔 1 000 年少一闰年。

（二）平太阴日、平太阴时和月

平太阴：月球连续两次通过上中天的时间间隔，称为真太阴日，因为月球公转的轨道也为椭圆，地球位于椭圆的一个焦点上，根据上述相同的理由，可以假想一个平太阴。

平太阴日：平太阴连续两次通过上中天的时间间隔，即称为平太阴日。1 平太阴日 = 24.841 2 平太阳时。取 1/24 平太阴日为平太阴时。

朔望月（盈亏月）：月球从新月（或满月）的位置出发再回到新月（或满月）的位置的时间间隔，叫朔望月或盈亏月。也就是说，朔望月是月相变化的周期，它等于 29.530 6 平太阳日。

回归月（分点月）：月球从赤经零度（通过春分点的大圆）出发，再回到赤经零度的时间间隔，称为回归月，1 回归月等于 27.321 58 平太阳日。因为春分点在一个月之内，几乎没有变化，所以回归月比朔望月的周期要短。

恒星月（以恒星为基准）：月球从某一恒星出发，再回到那个恒星的时间间隔，称为恒星月。一个恒星月 = 27.321 66 日。

第三节　平衡潮理论

由于历史上的原因，潮汐理论有两种，一种是潮汐静力学理论（平衡潮理论），一是潮汐动力学理论。1687 年牛顿提出了万有引力定律，解决了产生潮波运动的原动力——引潮力的问题，把动力学的问题当成静力学的问题来处理，建立了平衡潮理论。

一、潮汐产生原因——引潮力

（一）月球引力

根据牛顿万有引力定律，任何两个物体之间都存在吸引力。这个吸引力与两个物体质量成正比，与它们之间距离的平方成反比。地球与月亮之间万有引力 f 是：

$$f = k\frac{M \cdot E}{D^2}$$

M 表示月球质量，E 表示地球质量，D 表示地月中心距离，k 为万有引力系数。

地心处单位质量的地心体受月球的引力 f' 为：

$$f' = k\frac{M \cdot 1}{D^2}$$

同样，地球表面单位质量水体要受到整个地球质量的吸引力，若以 g 表示这个力，a 为地球半径，则：

$$g = k\frac{E}{a^2}$$

地球表面任一点 P 至月球中心的距离为L，则地球表面 P 点处，单位质量的水体所受到的月球引力(图 11.3-1) 为：

$$f_P = k\frac{M \cdot 1}{L^2} = g\frac{M}{E}\frac{a^2}{L^2}$$

地球的不同地点的水质点所受到的月球引力大小不等：离月球近的受力大，反之则小，而方向都指向月球，彼此不平行。见图 11.3-1。

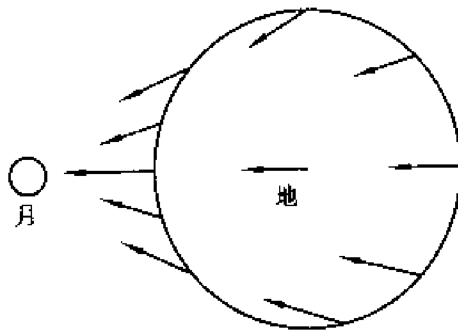


图 11.3-1 月球的万有引力

(二) 地球绕地月公共质心平动与惯性离心力

地球绕地月公共质心运动是平动。在运动过程中还要产生惯性离心力。我们知道，一个做平动的物体，在运动过程中，该物体上任何两确定点的连线，必须始终保持平行，平动不只限于物体做直线运动，也可以是圆运动。要满足既是圆运动又是平动的重要条件是：物体各点不能同时围绕某一点做圆运动，即各点必须以相同的半径围绕各自的中心做圆周运动。由此看来，地球面上任意点所受的惯性离心力与地心点所受的惯性离心力相等(图 11.3-2)。于是，我们可以把地球看做一个全部质量集中在地心的一个质点，地心点处总质量的惯性离心力与月球引力大小相等，方向相反。如果地球不做平动，或者做平动，但惯性离心力与月球引力大小不等，那么月球的引力将会把地球吸引过去，最终两者撞在一起，但实际情况并不如此。

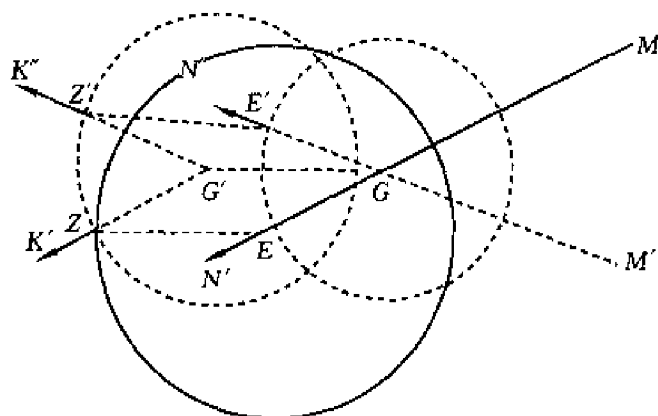


图 11.3-2　地球平动的惯性离心力

下面求地球绕地月公共质心运动的惯性离心力。M 为月球，E 为地球中心。G 为地月公共质心。地心 E 以 EG 为半径，以一月为周期做相对运动，E 点的惯性离心力为 EN'。这时，地球表面任意一点 Z 处以 G' 为中心，以 ZG'（等于 EG）为半径，以一月为周期做圆周运动，Z 点的惯性离心力为 ZK'。因为 E 点和 Z 点的运动半径和速度均相等，故惯性离心力 EN' 和 ZK' 大小相等，方向背离月球，而且互相平行。地球的中心如果移到 E'，这时 Z 移到 Z'，月球移到 M' 的方向，但惯性离心力也相应地改变为 $E'N''$ 和 $Z'K''$，它们仍然是大小相等，互相平行，与月球的方向相反。设 ω_0 为地心绕地月公共质心做圆运动的角速率，a_0 为圆半径（$=0.73a$），则地球上单位质量受到的惯性离心力，大小为 $N=\omega_0^2 a_0$。

（三）月亮引潮力（图 11.3-3）

月球对地面上 P 点单位质量的引力用直线 $F(P)$ 表示。惯性离心力 N 以

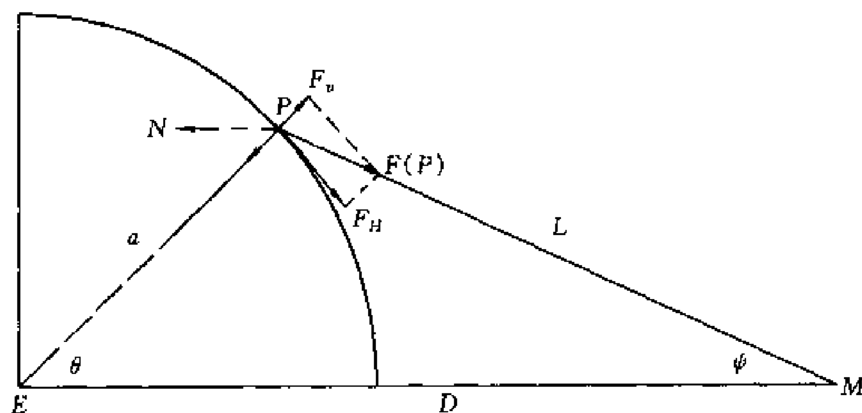


图 11.3-3　月亮引潮力

PN 表示。$F(P)$ 和 PN 的矢量和力，就叫引潮力或起潮力。引潮力另一定义为：月球对该点单位质量的引力减去地球中心单位质量的惯性离心力。

二、天体的引潮力、引潮势及表达形式

天体引潮力 F_T 除去包括月球引潮力 F_M 之外，还要包括太阳引潮力 F_S。而其他天体引潮力或因其质量太小或因其距地球太远可以忽略不计。因此有

$$F_T = F_M + F_S \tag{11.3-1}$$

（一）月球引潮力数学表达形式

D 为地心至月心的距离，$\frac{\vec{D}}{D}$ 为月心指向地心的单位矢量，L 表示地球上任意点 P 到月心的距离，$\frac{\vec{L}}{L}$ 为月心指向 P 点的单位矢量；O 为地心，M 为月心（也表示月球质量），a 为地心到 P 点的距离，θ 为月球天顶距。

在地心处，单位质量所受月球的引力为：

$$F(0) = \frac{kM}{D^2}\frac{\vec{D}}{D}$$

单位质量所受的惯性离心力为：

$$N = \omega_0^2 a_0 \frac{\vec{D}}{D}$$

只有这两者的合力为零，地球系统才能平衡，即

$$N + F = \omega_0^2 a_0 \frac{\vec{D}}{D} - \frac{kM}{D^2}\frac{\vec{D}}{D} = 0 \tag{11.3-2}$$

于是：
$$\omega_0^2 a_0 \frac{\vec{D}}{D} = \frac{kM}{D^2}\frac{\vec{D}}{D}$$

地球表面上任意点 P，同样受到月球引力 $F(P) = -\frac{kM}{L^2}\frac{\vec{L}}{L}$，和惯性离心力 N 的联合作用，但不为零：

$$\begin{aligned} F_M = F(P) + N &= -\frac{kM}{L^2}\frac{\vec{L}}{L} + \omega_0^2 a_0 \frac{\vec{D}}{D} \\ &= -\frac{kM}{L^2}\frac{\vec{L}}{L} + \frac{kM}{D^2}\frac{\vec{D}}{D} \end{aligned} \tag{11.3-3}$$

F_M 称之为月球引潮力。

（二）月球引潮势

人们在研究引潮力时通常又用引潮势来表达，因为引潮势是标量，可以更

好地进行综合运算,且天体引潮势的梯度就是天体引潮力。两者换算十分方便。

(11.3-3) 式中的 P 点单位质量所受的月球引力 $F(P)$ 的势为:

$$\varphi_1 = -\int_{\infty}^{L} F(P) \cdot \mathrm{d}\vec{L} = \int_{\infty}^{L} \frac{kM}{L^2} \frac{\vec{L}}{L} \cdot \mathrm{d}\vec{L} = -\frac{kM}{L}$$

而 P 点所受惯性离心力的势为:

$$\varphi_2 = \int_0^a N \cdot \mathrm{d}\vec{r} = \int_0^a \frac{kM}{D^2} \frac{\vec{D}}{D} \cdot \mathrm{d}\vec{r} = \frac{kM}{D^2} a \cdot \cos\theta$$

于是 P 点月球引潮力 F_M 的势为:

$$\Omega_M = \varphi_1 + \varphi_2 = -\frac{kM}{L} + \frac{kM}{D^2} a \cdot \cos\theta$$

可选取地心处的势为零,为此在上式中加上 $\frac{kM}{D}$,于是月球引潮势可表为:

$$\Omega_M = -kM\left(\frac{1}{L} - \frac{1}{D} - \frac{a}{D^2}\cos\theta\right) \tag{11.3-4}$$

(三) 太阳引潮势

如果将(11.3-4)式中的月球质量 M 换成太阳的质量 S,地月之间的距离 D 换成地日之间的距离 D_1,P 点到月心的距离 L 换成 P 点到日心的距离 L_1,P 点的月球天顶距 θ 换成 P 点的太阳天顶距 θ_1,便得到地日系统中的太阳引潮势

$$\Omega_S = -kS\left(\frac{1}{L_1} - \frac{1}{D_1} - \frac{a}{D_1^2}\cos\theta_1\right) \tag{11.3-5}$$

(四) 太阳、月亮对地球上的海水总引潮势

天体引潮力 F_t 的势为(11.3-4)式与(11.3-5)式之和,即天体引潮势表达式为:

$$\Omega = -kM\left(\frac{1}{L} - \frac{1}{D} - \frac{a}{D^2}\cos\theta\right) - kS\left(\frac{1}{L_1} - \frac{1}{D_1} - \frac{a}{D_1^2}\cos\theta_1\right) \tag{11.3-6}$$

天体引潮力可表示为:

$$F_T = -\nabla\Omega \tag{11.3-7}$$

这是研究海洋潮波的基本方程中强迫力项的一种传统表达形式。在球坐标系统中,(11.3-7)式可写成:

$$F_T = -\left(\frac{\partial}{r\cos\varphi\partial\lambda}\hat{\lambda} + \frac{\partial}{r\partial\varphi}\hat{\varphi} + \frac{\partial}{\partial r}\hat{r}\right)\Omega \tag{11.3-8}$$

其中 λ 表示地理经度,φ 表示地理纬度,r 表示到地心的距离,$\hat{\lambda}$,$\hat{\varphi}$ 和 $\hat{r}$ 为

单位向量,分别取向东、向北和向上为正。如果研究的范围不大,可用直角坐标系,相应地(11.3-7)式可表示为

$$F_T = -\left(\frac{\partial}{\partial x}i + \frac{\partial}{\partial y}j + \frac{\partial}{\partial z}k\right)\Omega \tag{11.3-9}$$

其中 x, y 和 z 轴的方向通常分别取为向东、向北和向上为正。

三、求解天体引潮力的主要部分

(一) 月亮引潮势与引潮力主要部分求解

(11.3-4)式中包含变量 a, θ, D 和 L,由图 11.3-3 知,L 可用 D、a 和 θ 三个变量表示:

$$L^2 = D^2 + a^2 - 2Da\cos\theta$$

或

$$\frac{1}{L} = \frac{1}{D}\left[1 - 2\left(\frac{a}{D}\right)\cos\theta + \left(\frac{a}{D}\right)^2\right]^{1/2}$$

由于 $a \ll D$,由二项式展开,上式可表示为:

$$\frac{1}{L} = \frac{1}{D}\left\{\begin{aligned}&1 - \frac{1}{2}\left[\left(\frac{a}{D}\right)^2 - 2\left(\frac{a}{D}\right)\cos\theta\right] + \frac{1}{2!}\cdot\frac{1}{2}\cdot\\&\frac{3}{2}\left[\left(\frac{a}{D}\right)^2 - 2\left(\frac{a}{D}\right)\cos\theta\right]^2 - \frac{1}{3!}\cdot\frac{1}{2}\cdot\frac{3}{2}\cdot\\&\frac{5}{2}\left[\left(\frac{a}{D}\right)^2 - 2\left(\frac{a}{D}\right)\cos\theta\right]^3 + \cdots\cdots\end{aligned}\right\} =$$

$$\frac{1}{D}\left\{\begin{aligned}&1 + \frac{a}{D}\cos\theta + \frac{1}{2}\left(\frac{a}{D}\right)^2(3\cos^2\theta - 1) + \frac{1}{2}\left(\frac{a}{D}\right)^3(5\cos^3\theta - 3\cos\theta) + \\&\frac{1}{8}\left(\frac{a}{D}\right)^4(35\cos^4\theta - 30\cos^2\theta + 3) + \cdots\cdots\end{aligned}\right\}$$

将上式代入(11.3-4)式得:

$$\Omega_M = -\frac{kM}{D}\sum_{j=2}^{\infty}\left(\frac{a}{D}\right)^j P_j(\cos\theta) \tag{11.3-10}$$

其中:

$$P_2(\cos\theta) = \frac{1}{2}(3\cos^2\theta - 1)$$

$$P_3(\cos\theta) = \frac{1}{2}(5\cos^3\theta - 3\cos\theta)$$

$$P_4(\cos\theta) = \frac{1}{8}(35\cos^4\theta - 30\cos^2\theta + 3)$$

………………

如果略去$\left(\frac{a}{D}\right)^3$以及更高方次之项，得月球引潮势的主要部分为：

$$\Omega_M = -kM\frac{a^2}{2D^3}(3\cos^2\theta - 1) \quad (11.3\text{-}11)$$

由(11.3-11)式可得月球引潮力铅直分量和水平分量的主要部分，

$$F_{MV} = -\frac{\partial \Omega_M}{\partial r} = -\frac{\partial \Omega_M}{\partial a} = kM\frac{a}{D^3}(3\cos^2\theta - 1) \quad (11.3\text{-}12)$$

$$F_{MH} = -\frac{\partial \Omega_M}{r\partial \theta} = \frac{\partial \Omega_M}{a\partial \theta} = -\frac{3}{2}kM\frac{a}{D^3}\sin 2\theta \quad (11.3\text{-}13)$$

(二) 太阳引潮势主要部分求解

经类似推导，可得太阳引潮势的主要部分，并记为Ω_S：

$$\Omega_S = -kS\frac{a^2}{2D_1^3}(3\cos^2\theta_1 - 1) \quad (11.3\text{-}14)$$

而由(11.3-14)式可得太阳引潮力铅直分量和水平分量的主要部分

$$F_{SV} = kS\frac{a}{D_1^3}(3\cos^2\theta_1 - 1) \quad (11.3\text{-}15)$$

$$F_{SH} = -\frac{3}{2}kS\frac{a}{D_1^3}\sin 2\theta_1 \quad (11.3\text{-}16)$$

(三) 月亮与太阳引潮势的量值计算

1. 月球引潮力与太阳引潮力振幅之比

$$\frac{F_{MH}}{F_{SH}} = \frac{F_{MV}}{F_{SV}} = \frac{M}{S}\left(\frac{D_1}{D}\right)^3 = 2.17$$

表明月球引潮力最大值为太阳引潮力最大值的2.17倍。

2. 月球引潮力的计算和分布

利用关系式$g = \frac{kE}{a^2}$，于是地球表面的月球引潮力的两个分量为：

$$F_{MV} = g\frac{a^3}{D^3}\frac{M}{E}(3\cos^2\theta - 1) \quad (11.3\text{-}17)$$

$$F_{MH} = -\frac{3}{2}g\frac{a^3}{D^3}\frac{M}{E}\sin 2\theta \quad (11.3\text{-}18)$$

已知$\left(\frac{a}{D}\right)^3 = 4.56\times10^{-6}$，$\frac{M}{E} = \frac{1}{81.3}$，计算当$\theta = 0$、$45^\circ$、$90^\circ$、$135^\circ$、$180^\circ$、$225^\circ$、$270^\circ$、$315^\circ$时，地球表面月球引潮力的量值。其结果列于表(11.3-1)之中。由表可以看出，无论是月球引潮力的铅直分量还是水平分量都是很小的，

最大的量值也不过为重力加速度的 10^{-7}。引潮力铅直分量只能稍稍改变一下重力的大小,几乎不能产生海水的铅直运动,或者说引潮力的铅直分量相对于重力可以忽略。另一方面,虽然引潮力的水平分量与其铅直分量的量级相当,但是水平分量能使海水发生辐聚和辐散,从而形成海水的起伏涨落。由此可以得出结论:形成海洋潮汐潮流运动的真正原动力是引潮力的水平分量(图 11.3-4)。

表 11.3-1 地球表面月球引潮力分布

θ(°)	F_{MV}	方向	F_{MH}	方向
0	$1.12\times10^{-7}g$	指向月球	0	
45	$0.28\times10^{-7}g$		$-0.84\times10^{-7}g$	顺时针方向
90	$-0.56\times10^{-7}g$	指向地心	0	
135	$0.28\times10^{-7}g$		$0.84\times10^{-7}g$	逆时针方向
180	$1.12\times10^{-7}g$	背向月球	0	
225	$0.28\times10^{-7}g$		$-0.84\times10^{-7}g$	顺时针方向
270	$-0.56\times10^{-7}g$	指向地心	0	
315	$0.28\times10^{-7}g$		$0.84\times10^{-7}g$	逆时针方向

图 11.3-4(a) 是地球表面月球引潮力水平分量的分布图,很显然,$\theta=0°$ 和 180° 处为月球引潮力水平的辐聚点,而在 $\theta=90°$ 和 270° 处是其辐散点。在辐聚点和辐散点附近,引潮力水平分量很小,但是正是在这些点附近海水堆积和流失最多。如果地球表面为等深的海水包围,海水没有惯性,其结果必然形成一椭球,其长轴指向月球中心。

图 11.3-4(b) 是地球表面上月球引潮力垂直分布图,它只改变地球重力,对海水运动无影响。

太阳引潮力铅直分量和水平分量的分布情况与月球的类似,只是其量值仅为月球的一半;太阳引潮力所形成的潮汐椭球之长轴指向太阳中心。

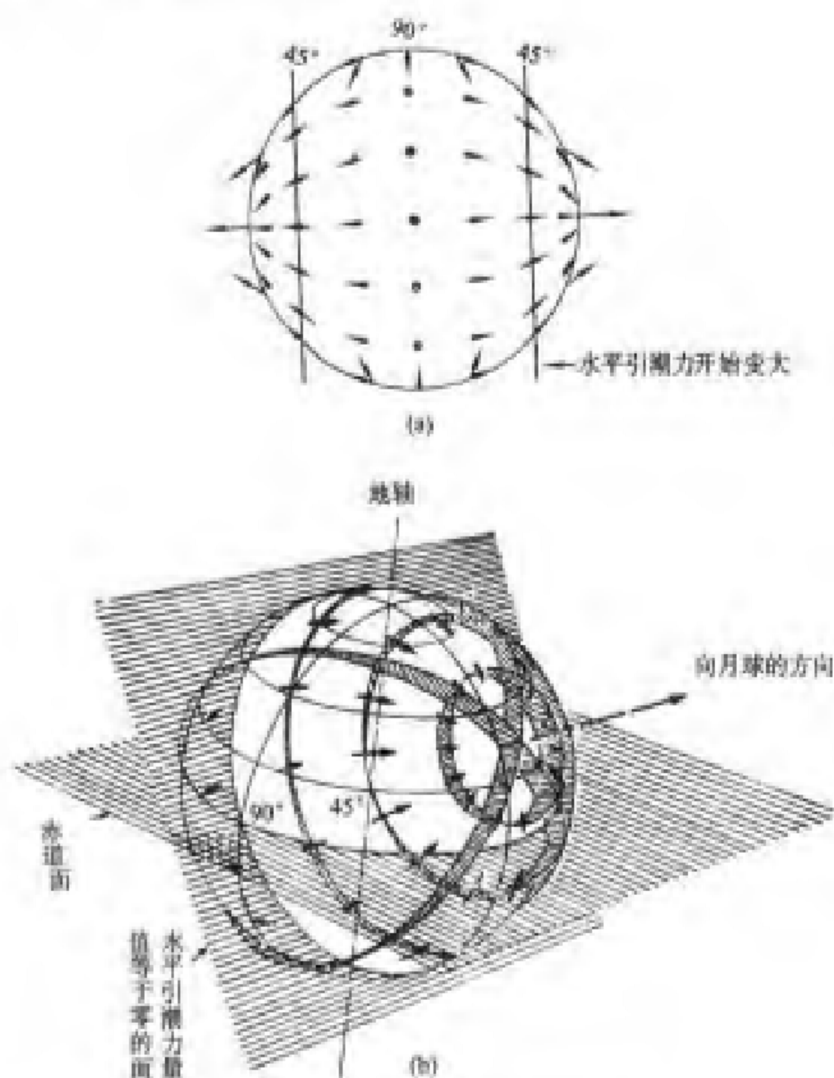


图 11.3-4 地球表面月球引潮力分布

四、平衡潮及其主要结论

(一) 平衡潮的潮高

假定地球表面为等深海水所包围，海水没有惯性。这种理想的全球大洋对引潮力的响应所形成的潮汐就叫平衡潮。如前所述，引潮力的铅直分量对海水运动几乎没有影响，产生海洋潮汐的真正原动力为引潮力的水平分量。因此，根据平衡潮概念，某一瞬间地球表面的海水在引潮力水平分量和重力作用下相平衡。显然这是一种动态平衡，随着天体的运动，新的平衡不断取代旧的平衡。

1. 月球平衡潮潮高

设在某一瞬间，在月球引潮力水平分量作用下，海面相对于原静止水面发生倾斜。如图 11.3-5 所示。

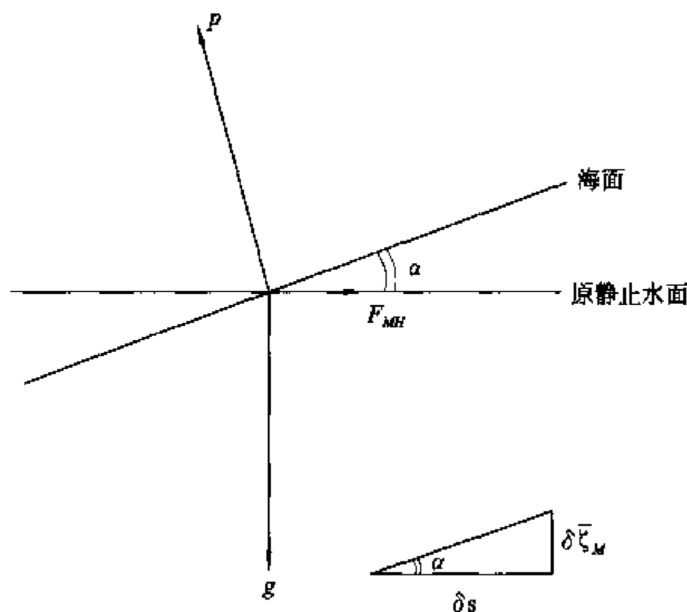


图 11.3-5 月球平衡潮潮高与静止水面倾斜的关系

p 为压强梯度力，F_{MH} 为月球引潮力水平分量，α 为海面倾角，在 P 点处 F_{MH}、g 和 p 相平衡，于是海面坡度有如下关系：

$$\tan\alpha = \frac{F_{MH}}{g} = \frac{\delta\bar{\zeta}_M}{\delta_s}$$

其中 $\bar{\zeta}_M$ 为海面相对于静止水面的升降，称之为月球平衡潮潮高。又据引潮力与引潮势的关系，月球引潮力水平分量可表示为：

$$F_{MH} = -\frac{\partial\Omega_M}{\partial s},$$

由以上两式求得：

$$\bar{\zeta}_M = -\frac{\Omega_M}{g} + C = \frac{kM}{g}\frac{a^2}{2D^3}(3\cos^2\theta - 1) + C \qquad (11.3\text{-}19)$$

利用海面升高和降低的水体体积之和为零，可以证明常数 C 为零，再利用关系 $g = \frac{kE}{a^2}$，于是月球平衡潮潮高表达式变为：

$$\bar{\zeta}_M = -\frac{\Omega_M}{g} = \frac{1}{2}\frac{M}{E}\left(\frac{a}{D}\right)^3 a(3\cos^2\theta - 1) \qquad (11.3\text{-}20)$$

由(11.3-20)式知,当 $\theta = 0$ 或 $180°$ 时,月球平衡潮潮高达最大,其值为:

$$\bar{\zeta}_{M\max} = \frac{M}{E}\left(\frac{a}{D}\right)^3 a$$

而当 $\theta = 90°$ 或 $270°$ 时,达最小值,其值为:

$$\bar{\zeta}_{M\min} = -\frac{1}{2}\frac{M}{E}\left(\frac{a}{D}\right)^3 a$$

于是,月球平衡潮的最大潮差为:

$$\bar{\zeta}_{M\max} - \bar{\zeta}_{M\min} = \frac{3}{2}\frac{M}{E}\left(\frac{a}{D}\right)^3 a = 0.535\ \mathrm{m}$$

2. 太阳平衡潮潮高

类似地可得太阳平衡潮潮高表达式:

$$\zeta_S = -\frac{\Omega_S}{g} = \frac{1}{2}\frac{S}{E}\left(\frac{a}{D_1}\right)^3 a(3\cos^2\theta_1 - 1) \qquad (11.3\text{-}21)$$

类似地可得太阳平衡潮的最大潮差为:

$$\zeta_{M\max} - \bar{\zeta}_{M\min} = \frac{3}{2}\frac{S}{E}\left(\frac{a}{D_1}\right)^3 a = 0.246\ \mathrm{m}$$

3. 月球、太阳平衡潮的椭球面

从地心到月球平衡潮潮面的距离 R_M 和到太阳平衡潮潮面的距离 R_S,可分别表示为:

$$R_M = a + \zeta_M = a + \frac{1}{2}\frac{M}{E}\left(\frac{a}{D}\right)^3 a\left(\cos^2\theta - \frac{1}{3}\right) \qquad (11.3\text{-}22)$$

$$R_S = a + \bar{\zeta}_S = a + \frac{1}{2}\frac{S}{E}\left(\frac{a}{D_1}\right)^3 a\left(\cos^2\theta_1 - \frac{1}{3}\right) \qquad (11.3\text{-}23)$$

显然,(11.3-22)式表示由月球引起的、一个长半轴为 $a + \frac{1}{2}\frac{M}{E}\left(\frac{a}{D}\right)^3 a$ 和短半轴为 $a - \frac{1}{2}\frac{M}{E}\left(\frac{a}{D}\right)^3 a$ 的太阴潮椭球面,其长轴指向月球中心;而(11.3-23)式则表示由太阳潮引起的长半轴为 $a + \frac{1}{2}\frac{S}{E}\left(\frac{a}{D_1}\right)^3 a$,短半轴为 $a - \frac{1}{2}\frac{S}{E}\left(\frac{a}{D_1}\right)^3 a$ 的太阳潮椭球面,其长轴指向太阳中心。理想的海洋表面形状是两个椭球面的叠加结果,由于地球、月球和太阳的相对运动,海洋表面的形状不断发生变化。

月球平衡潮潮高最大值与太阳平衡潮潮高最大值之比:

$$\frac{\zeta_{M\max}}{\zeta_{S\max}} = \frac{M}{S}\left(\frac{D_1}{D}\right)^3 = 2.17,\text{或}\frac{\bar{\zeta}_{S\max}}{\zeta_{M\max}} = \frac{S}{M}\left(\frac{D}{D_1}\right)^3 = 0.46$$

因此,太阳平衡潮潮高最大值还不到月球的一半。实际海洋中的太阴潮确实比太阳潮强得多。

4. 潮汐日不等原因分析

每当农历初一或十五,地、月和日接近在同一条直线上,月球平衡潮椭球的长轴与太阳平衡潮椭球的长轴接近重合,于是理想海面的最大潮差接近两者之和,即约为0.78 m;每当农历初七、八或廿二、廿三,月球平衡潮椭球长轴与太阳平衡潮椭球的短轴相重,于是理想海洋表面出现最小潮差,即为0.29 m。平衡潮理论的这个结论同大洋实测资料很接近,例如夏威夷群岛的火奴鲁鲁一带最大的潮差为0.9 ~ 1 m,比近岸的实测资料小得多。

由于地球的赤道平面与月球绕地球运动的轨道平面有一交角,也与地球绕太阳运动的轨道平面有一交角,因此,当地球自转时,除了赤道上之外,其他地区均会发生潮汐日不等现象。

五、平衡潮潮高公式初步展开

(一) 月亮平衡潮潮高

已知关系式:

$$\cos\theta = \sin\varphi\sin\delta + \cos\varphi\cos\delta\cos T$$

其中 φ 为地理纬度,δ 为月球赤纬,T 为月球时角,Q 是月球天顶距。当月球位于观测地点经度时,$T = 0$,当月球位于观测点西部、与观测点经度相差180°时,$T = 180°$。T 在一个太阳日内变化360°。利用此关系式,月球平衡潮潮高表达式(11.3-20)可展成:

$$\bar{\zeta}_M = \frac{1}{2}\frac{M}{E}\left(\frac{a}{D}\right)a(3\cos^2\theta - 1) =$$

$$2G\left(\frac{\bar{D}}{D}\right)^3\left\{\left[\frac{3}{2}\left(\sin^2\varphi - \frac{1}{3}\right)\left(\sin^2\delta - \frac{1}{3}\right)\right]+\right.$$

$$\left.\frac{1}{2}\sin2\varphi\sin2\delta\cos T + \frac{1}{2}\cos^2\varphi\cos^2\delta\cos2T\right\}$$

$$\bar{\zeta}_M = \zeta_0 + \zeta_1 + \bar{\zeta}_2$$

$$\bar{\zeta}_0 = 2G\left(\frac{\bar{D}}{D}\right)^3\left[\frac{3}{2}\left(\sin^2\varphi - \frac{1}{3}\right)\left(\sin^2\delta - \frac{1}{3}\right)\right]$$

$$\zeta_1 = G\left(\frac{\bar{D}}{D}\right)^3\sin2\varphi\sin2\delta\cos T \qquad (11.3\text{-}24)$$

$$\zeta_2 = G\left(\frac{\bar{D}}{D}\right)^3\cos^2\varphi\cos^2\delta\cos2T$$

其中常数 $G=\frac{3}{4}\frac{M}{E}\left(\frac{a}{\overline{D}}\right)^3 a$，$\overline{D}$ 为地月之间平均距离。第一项中对固定地点来说，φ 是不变的，它只是随月球赤纬 δ 而变，具有半个月的周期；第二项主要随月球时角 T 而变，具有一个太阴日的周期，同时随 δ 有缓慢变化；第三项具有半个太阴日的周期，同时也随 δ 有缓慢变化。这三项又随地月之距离 D 而缓慢变化。另外，这三项随地理纬度有不同情况的变化。第一项（长周期项）在 $\varphi=35.26°$ 处振幅为零，由此向赤道或向极地振幅逐渐变大；第二项（日周期项）在赤道处振幅为零，随着纬度增加振幅逐渐变大，到达 $\varphi=45°$ 处其振幅达最大值，此后随着纬度增加振幅逐渐减小，到达极地振幅又成为零；第三项（半日周期项）在赤道处振幅最大，随纬度增加振幅逐渐减小，到达极地变为零。

（二）太阳平衡潮潮高

太阳平衡潮潮高公式（11.3-21）也可展成三大项：

$$\zeta_S=\overline{\zeta'_0}+\overline{\zeta'_1}+\overline{\zeta'_2}=2G'\left(\frac{\overline{D_1}}{D_1}\right)^3\left\{\left[\frac{3}{2}\left(\sin^2\varphi-\frac{1}{3}\right)\left(\sin^2\delta_1-\frac{1}{3}\right)\right]+\frac{1}{2}\sin2\varphi\sin2\delta_1\cos T_1+\frac{1}{2}\cos^2\varphi\cos^2\delta_1\cos2T_1\right\}\tag{11.3-25}$$

其中 $G'=\frac{3}{4}\frac{S}{E}\left(\frac{a}{\overline{D_1}}\right)^3 a$，$\overline{D_1}$ 为地日之间的平均距离，δ_1 为太阳赤纬，T_1 为太阳时角。

六、平衡潮的分潮

为了分析、预报潮汐，为了解释潮汐现象，人们采用分解的方法，把复杂的潮汐现象，用许许多多分振动之和来表示它，这些分振动就叫分潮。

若振幅不是恒量，而是发生周期性变化的，则可取一种复合振动。若把它写成

$$(R_0+R_1\cos\sigma_1 t)\cos\sigma t=R_0\cos\sigma t+\frac{1}{2}R_1\cos(\sigma+\sigma_1)t+\frac{1}{2}R_1\cos(\sigma-\sigma_1)t\tag{11.3-26}$$

这就是说，可以用三种不同的角速率的简谐振动之和表示上述振幅不是恒量的复合振动。

（一）太阴半日分潮

（11.3-24）对固定地点 φ 不变，则太阴半日分潮的可变项为：

$$\left(\frac{\overline{D}}{D}\right)^3\cos^2\delta\cos 2T$$

如令$\left(\frac{\overline{D}}{D}\right)^3=1,\delta=0$,对于以平太阳日来说,太阴半日潮的周期应为12.420 6 h。故这一振幅的角速率为:

$$\sigma=\frac{360^\circ}{12.420\ 6}=28.984\ 1^\circ/\text{h}$$

它被称为 M_2 分潮。其物理意义是,在天球赤道上一个假想天体,以每小时(平太阳时)28.984 1°的角速率做圆运动(半径为地球与月球的平均距离),它的引潮力所引起的分潮振动。

事实上,月球绕地球运动不是圆形轨道,即$\left(\frac{\overline{D}}{D}\right)\neq 1$。

已知它的变化以近点月 27.554 55 d 为周期,所以,由此引起的振幅发生的变化周期的角速率

$$\sigma_1=\frac{360^\circ}{27.554\ 55\times 24}=0.544\ 375^\circ/\text{h}$$

根据(11.3-26)这一复合振动可以用速率为 28.984 1° 和 28.984 1° ± 0.544 4° 的三种振动之和表示。后两种振动以 L_2、N_2 分潮表示,叫太阴椭率分潮。

(二) 太阴全日潮

根据(11.3-24)式,对固定地点 φ 不变,则太阴全日潮的可变项为:

$$\left(\frac{\overline{D}}{D}\right)^3\sin 2\delta\cos T$$

取$\left(\frac{\overline{D}}{D}\right)^3=1$,由于一个太阴日为 24.841 2 h,于是该分潮角速率为:

$$\sigma=\frac{360^\circ}{24.841\ 2}=14.492\ 1^\circ/\text{h}$$

这就是 M_1 分潮。若取 $\delta=0,\sin 2\delta=0$,故振幅为零。事实上,这一分潮振幅确实很小,几乎分析不出来。但考虑实际情况 $\delta\neq 0$,若以回归月计算,则角速率为

$$\sigma_1=\frac{360^\circ}{27.321\ 6\times 24}=0.549\ 017^\circ/\text{h}$$

因此

$$\sigma+\sigma_1=14.492\ 052+0.549\ 017=15.041\ 1^\circ\quad[K_1]$$

$$\sigma-\sigma_1=14.492\ 052-0.549\ 017=13.943\ 0^\circ\quad[O_1]$$

上式[K_1]与太阳潮展开的一个分量频率相同，两者合称为K_1分潮，或称为太阴 — 太阳赤纬日周期分潮。O_1 称为太阴全日周期分潮。

若考虑到近点月等其他的天文周期，继续进行类似的组合，还可以得出更多的分潮。

总之，每一个分潮都可看作是以一定的角速率绕地球做圆运动的假想天体的引潮力所引起的一种分振动，把这些分潮的曲线叠加起来，便接近于实际的潮汐变化曲线。表 11.3-2 是常见的天文分潮。根据这些分潮便可进行潮位或潮流的分析和预报。图 11.3-6 中给出 9 个分潮与它们的合成潮位变化曲线。

表 11.3-2 主要的天文分潮

名　　称	符号	理论振幅的相对因子	角速度 $\sigma°/\mathrm{h}$	周期
长周期分潮的地理因子$\left(\frac{1}{2}-\frac{3}{2}\sin^2\varphi\right)$				
交点分潮	M_N	0.065 6	0.002 21	18.61a
太阳半年分潮	S_{sa}	0.072 9	0.082 14	0.500a
太阴月分潮	M_m	0.082 5	0.544 37	27.555 d
太阴太阳双周分潮	M_{sf}	0.013 7	1.015 90	14.765 d
太阴双周交点分潮	M_f	0.156 5	1.098 03	13.661 d
太阳双周交点分潮	M_{fN}	0.064 8	1.100 24	13.633 d
全日分潮的地理因子 $\sin2\varphi$				
太阴主要椭率分潮	Q_1	0.072 2	13.398 66	26.868 h
		0.071 1	13.940 83	25.823 h
太阴主要全日分潮	O_1	0.376 9	13.943 04	25.819 h
太阳主要全日分潮	P_1	0.175 4	14.958 93	24.066 h
太阴太阳赤纬全日分潮	K_1	0.530 1	15.041 07	23.934 h
		0.071 9	15.043 28	23.931 h
半日分潮的地理因子 $\cos^2\varphi$				
太阴主要椭率半日分潮	N_2	0.173 9	28.439 73	12.658 h
	V_2	0.033 0	28.512 58	12.626 h
		0.033 9	28.981 90	12.422 h
太阴主要半日分潮	M_2	0.908 1	28.984 10	12.421 h
	L_2	0.025 7	29.528 48	12.192 h
太阳主要半日分潮	S_2	0.422 5	30.000 00	12.000 h
太阴太阳赤纬半日分潮	K_2	0.115 0	30.082 14	11.967 h

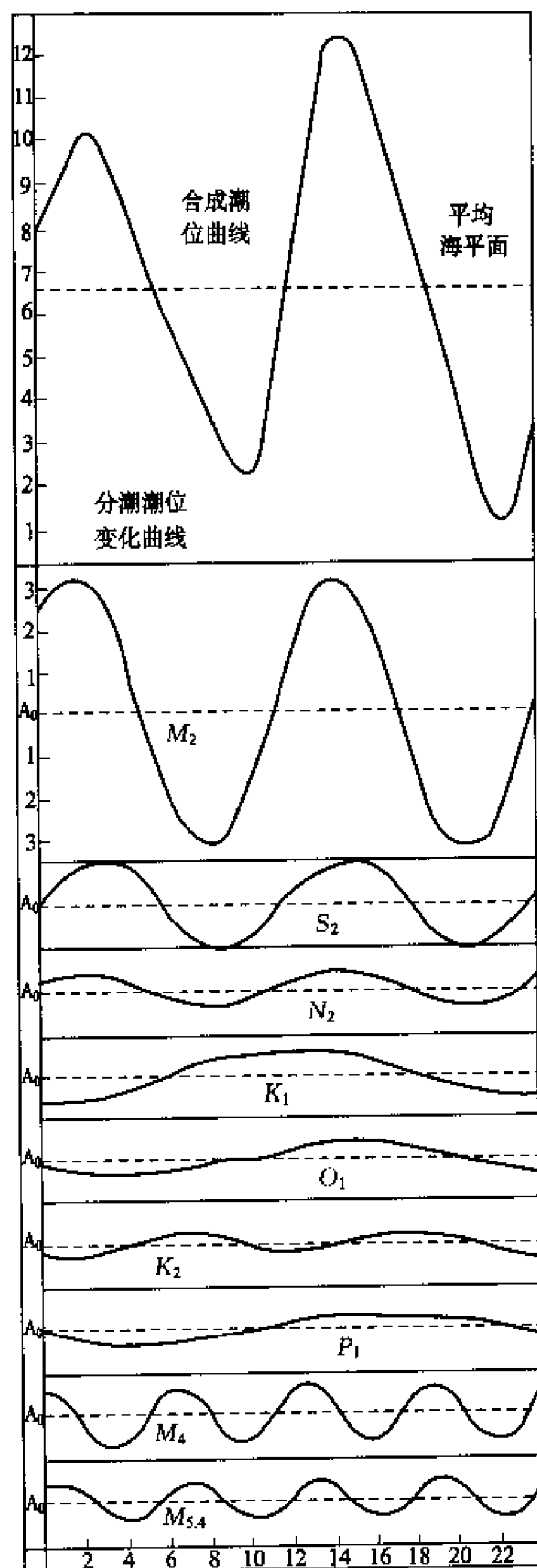


图 11.3-6 9 个分潮与它们的合成潮位变化曲线

第四节　全球水域中的潮波

平衡潮理论不能阐明实际海洋中发生的潮汐与潮流现象，这是因为原动力学的问题被当成静力学问题来处理。从动力学观点研究海洋潮汐始于 18 世纪末的 Laplace 理论。其后，Airy(1842) 讨论了绕地球的沟渠或有限沟渠中的强迫潮波。在 Laplace 理论建立一个多世纪之后，Hough(1897，1898) 发展了 Laplace 理论，成功地用数学方法求解了潮汐方程。

大尺度的强迫潮波运动方程为：

$$\left.\begin{aligned}
&\frac{\partial u}{\partial t}-2\omega\cos\theta\cdot v=-\frac{g}{a\sin\theta}\frac{\partial\zeta}{\partial\lambda}-\frac{1}{a\sin\theta}\frac{\partial\Omega}{\partial\lambda}\\
&\frac{\partial v}{\partial t}+2\omega\cos\theta\cdot u=\frac{g}{a}\frac{\partial\zeta}{\partial\theta}+\frac{1}{a}\frac{\partial\Omega}{\partial\theta}\\
&\frac{\partial\zeta}{\partial t}+\frac{1}{a\sin\theta}\left[\frac{\partial}{\partial\theta}(-hv\sin\theta)+\frac{\partial(hu)}{\partial\lambda}\right]=0
\end{aligned}\right\}\qquad(11.4\text{-}1)$$

其中 u,v 分别为流速的东分量和北分量，ω 为地球自转角速度，$\theta=90°-\varphi,\lambda$ 为余纬度和经度，a 为地球半径，h 为水深。由平衡潮理论知，$\frac{\partial\Omega}{\partial\lambda}=-g\frac{\partial\bar{\zeta}}{\partial\lambda}$，$\frac{\partial\Omega}{\partial\theta}=-g\frac{\partial\bar{\zeta}}{\partial\theta}$，因此(11.4-1) 变为：

$$\begin{aligned}
&\frac{\partial u}{\partial t}-2\omega\cos\theta\cdot v=-\frac{g}{a\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\lambda}(\zeta-\bar{\zeta})\\
&\frac{\partial v}{\partial t}+2\omega\cos\theta\cdot u=\frac{g}{a}\frac{\partial}{\partial\theta}(\zeta-\bar{\zeta})\qquad(11.4\text{-}2)\\
&\frac{\partial\zeta}{\partial t}+\frac{1}{a\sin\theta}\left[\frac{\partial}{\partial\theta}(-hv\sin1\theta)+\frac{\partial}{\partial\lambda}(hu)\right]=0
\end{aligned}$$

设各类平衡潮和相应的潮波可取为如下形式：

$$\begin{aligned}
\bar{\zeta}&=\bar{\zeta}_n e^{i(\sigma_n t+n\lambda+\alpha_n)}\\
\zeta&=\zeta_n e^{i(\sigma_n t+n\lambda+\alpha_n)}\\
u&=u_n e^{i(\sigma_n t+n\lambda+\alpha_n)}\\
v&=v_n e^{i(\sigma_n t+n\lambda+\alpha_n)}
\end{aligned}\qquad(11.4\text{-}3)$$

这里 $n=0,1,2$，分别对应于长周期，全日周期和半日周期。将(11.4-3)式代入方程(11.4-2)，得：

$$\left.\begin{aligned}
i\sigma_n u_n - 2\omega v_n \cos\theta &= -\frac{ing}{a\sin\theta}(\zeta_n - \overline{\zeta}_n) \\
i\sigma_n v_n + 2\omega u_n \cos\theta &= \frac{g}{a}\frac{\partial}{\partial\theta}(\zeta_n - \overline{\zeta}_n) \\
i\sigma_n \zeta_n &= \frac{1}{a\sin\theta}\left[\frac{\partial}{\partial\theta}(hv_n\sin\theta) - inhu_n\right]
\end{aligned}\right\} \tag{11.4-4}$$

引进符号

$$\left.\begin{aligned}
\zeta'_n &= \zeta_n - \overline{\zeta}_n \\
\ddot{\sigma}_n &= \sigma_n/(2\omega)
\end{aligned}\right\}$$

由(11.4-4)式得

$$\left.\begin{aligned}
u_n &= \frac{-\sigma_n g}{4a\omega^2(\overline{\sigma}_n{}^2 - \cos^2\theta)}\left(\frac{\cos\theta}{\overline{\sigma}_n}\frac{\partial\zeta'_n}{\partial\theta} + n\zeta'_n\csc\theta\right) \\
v_n &= \frac{-i\sigma_n g}{4a\omega^2(\overline{\sigma}_n{}^2 - \cos^2\theta)}\left(\frac{\partial\zeta'_n}{\partial\theta} + \frac{n}{\overline{\sigma}_n}\zeta'_n\cot\theta\right)
\end{aligned}\right\} \tag{11.4-5}$$

月球平衡潮包括三大类：

$$\begin{aligned}
\overline{\zeta}_M = 2G\left(\frac{\overline{D}}{D}\right)^3 \Big\{ &\left[\frac{3}{2}\left(\frac{1}{3} - \sin^2\varphi\right)\left(\frac{1}{3} - \sin^2\delta\right)\right] + \\
&\frac{1}{2}\sin2\varphi\sin2\delta\cos T_P + \\
&\frac{1}{2}\cos^2\varphi\cos^2\delta\cos2T_P\Big\}
\end{aligned}$$

引入余纬度 θ，并令

$$\left.\begin{aligned}
H_0 &= 3G\left(\frac{\overline{D}}{D}\right)^3\left(\frac{1}{3} - \sin^2\delta\right) \\
H_1 &= 2G\left(\frac{\overline{D}}{D}\right)^3\sin2\delta \\
H_2 &= G\left(\frac{\overline{D}}{D}\right)^3\cos^2\delta
\end{aligned}\right\} \tag{11.4-6}$$

于是月球平衡潮可表为

$$\begin{aligned}
\overline{\zeta}_M &= \overline{\zeta}_0 + \overline{\zeta}_1 + \overline{\zeta}_2 \\
&= H_0\left(\frac{1}{3} - \cos^2\theta\right) + H_1\sin\theta\cos T_P + H_2\sin^2\theta\cos2T_P
\end{aligned} \tag{11.4-7}$$

任意地点 P 的月球时角 T_P 与格林尼治的月球时角 T_G 有如下关系：

$$T_P = T_G \pm \lambda,\ T_G = \sigma_1 t + 180^\circ$$

其中若 λ 为东经取"+"值，若 λ 为西经取"−"值，$\sigma_1 = 360^\circ/24 = 15^\circ/$平太阴时。设 t 为格林尼治的平太阴时，因此有：

$$T_P = \sigma_1 t \pm \lambda + 180^\circ$$

利用(11.4-6)式和(11.4-7)式,月球平衡潮的三类潮汐可写成

$$\left.\begin{aligned}\bar{\zeta}_0 &= H_0\left(\frac{1}{3} - \cos^2\theta\right) \\ \bar{\zeta}_1 &= H_1\sin\theta\cos\theta\cos(\sigma_1 t \pm \lambda + 180^\circ) \\ \bar{\zeta}_2 &= H_2\sin^2\theta\cos(\sigma_2 t \pm 2\lambda + 2\times 180^\circ)\end{aligned}\right\} \tag{11.4-8}$$

其中 $\sigma_2 = 2\sigma_1$,令

$$\zeta'_2 = C_0\sin^2\theta e^{i(\sigma_2 t + 2\lambda + \alpha_2)} \tag{11.4-9}$$

$$\frac{\partial \zeta'_2}{\partial\theta} = 2C_0\sin\theta\cos\theta \cdot e^{i(\sigma_2 t + 2\lambda + \alpha_2)}$$

因为 $\bar{\sigma}_2 \doteq 1$,代入(11.4-5)式,于是,对半日分潮

$$\left.\begin{aligned}u_2 &= -\frac{\sigma_2 g c_0(1+\cos^2\theta)}{2a\omega^2\sin\theta}\cdot e^{i(\sigma_2 t + 2\lambda + \alpha_2)} \\ v_2 &= -\frac{i\sigma_2 g c_0\cot\theta}{a\omega^2}\cdot e^{i(\sigma_2 t + 2\lambda + \alpha_2)}\end{aligned}\right\} \tag{11.4-10}$$

为了确定常数 c_0,取理想的海洋深度 $h = h_0\sin^2\theta$。这里 θ 是 $90^\circ - \varphi$,不可与前面天顶矩混淆。在赤道,h 等于 h_0,愈向高纬深度愈浅,在极地为零。

将 h 和(11.4-10)代入(11.4-4)第三式中得:

$$\zeta_2 = \frac{2C_0 g h_0\sin^2\theta}{a^2\omega^2}\cdot e^{i(\sigma_2 t + 2\lambda + \alpha_2)} = \zeta'_2 + \bar{\zeta}_2 \tag{11.4-11}$$

将(11.4-9)与(11.4-8)式中第三式代入(11.4-11)式,求得:

$$c_0 = H_2/[(2gh_0/a^2\omega^2) - 1]$$

从而求得:

$$\left.\begin{aligned}u_2 &= -\frac{\sigma_2 g a H_2(1+\cos^2\theta)}{2\sin\theta(2gh_0 - a^2\omega^2)}\cdot e^{i(\sigma_2 t + 2\lambda + \alpha_2)} \\ v_2 &= -\frac{i\sigma_2 g a H_2\cot\theta}{2gh_0 - a^2\omega^2}\cdot e^{i(\sigma_2 t + 2\lambda + \alpha_2)} \\ \zeta_2 &= \frac{2gh_0 H_2\sin^2\theta}{2gh_0 - a^2\omega^2}\cdot e^{i(\sigma_2 t + 2\lambda + \alpha_2)} = \\ &\frac{H_2\sin^2\theta}{1 - P_0^2}\cdot e^{i(\sigma_2 t + 2\lambda + \alpha_2)}\end{aligned}\right\} \tag{11.4-12}$$

其中

$$P_0^2 = \frac{a^2\omega^2}{2c^2}$$

$$c^2 = gh_0,$$

把上三式的实部写出来,得到:

$$\left.\begin{aligned} u_2 &= \frac{-\sigma_2 gaH_2(1+\cos^2\theta)}{4c^2(1-P_0^2)\sin\theta}\cos(\sigma_2 t+2\lambda+a_2) \\ v_2 &= \frac{\sigma_2 gaH_2\cos^2\theta}{2c^2(1-P_0^2)\sin\theta}\sin(\sigma_2 t+2\lambda+a_2) \\ \zeta_2 &= \frac{H_2\sin^2\theta}{1-P_0^2}\cos(\sigma_2 t+2\lambda+a_2) \end{aligned}\right\} \tag{11.4-13}$$

当 $P_0^2>1$ 时(例如 $h_0=4\ 000$ m),动力潮与平衡潮反位相;当 h_0 接近 11 000 m 时,$P_0^2\to1$,发生共振,半日潮振幅将很大。

从以上讨论的 Laplace 理论可以看出,尽管海洋还是理想的,但反映了水深分布对海洋潮汐的影响很大。

对于全日潮,$\bar{\sigma}_1=1/2$,设海洋深度分布 $h=h_0(1-q\cos^2\theta)$,$q<1$,于是得到:

$$\left.\begin{aligned} u_1 &= \frac{\sigma_1 ga\cos\theta\cdot H_1}{2c^2(q-P_0^2)}\cos(\sigma_1 t+\lambda+a_1) \\ v_1 &= \frac{\sigma_1 gaH_1}{2c^2(q-P_0^2)}\sin(\sigma_1 t+\lambda+a_1) \\ \zeta_1 &= \frac{q\sin\theta\cos\theta\cdot H_1}{q-P_0^2}\cos(\sigma_1 t+\lambda+a_1) \end{aligned}\right\} \tag{11.4-14}$$

由(11.4-14)式可见,当 $q=0$,即水深为常数时,$\zeta_1=0$,即动力潮的全日部分为零,对非等深的海洋,$\zeta_1\neq0$。当 $q>P_0^2$ 时,动力潮与平衡潮同位相,而当 $q<P_0^2$ 时,两者位相相反,当 $q=P_0^2$ 时发生日潮共振。

在 Laplace 的理论之后大约过 120 年,Hough(1987) 发展了 Laplace 理论。他成功地用球函数求解,既考虑了强迫振动,又考虑了自由振动;另外也讨论了海洋质点相互吸引的作用对潮汐的影响。他认为,在赤道区域,当深度为 8 850 m 时,S_2 分潮变得非常大,其振幅大约为平衡分潮的 250 倍,这是因为 8 850 m 水深时,海区的自由振动周期为 12 小时零 1 分,与 S_2 的周期很接近。对于 M_2 分潮,比平衡潮潮高振幅大 10 倍左右,等深海洋全日潮仍然不存在,这与 Laplace 的理论是一致的。此外,由于水质点吸引作用使得潮位高度减小,但由于没有考虑实际地形等因素,所以仍然不能阐明真实海洋的潮汐现象。

第五节　有界水域的潮波

实际海洋存在着陆地,必须考虑边界对潮波运动的影响。

Airy(1842)首次研究了狭长沟渠中的强迫潮波。设沟渠沿纬圈环绕地球,其宽高 b 和深度 h 均为常量。若沟渠狭窄,忽略地转影响,因此运动方程和连续方程可取为

$$\left.\begin{aligned}\frac{\partial u}{\partial t}&=-\frac{g}{a\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\lambda}(\zeta-\overline{\zeta})\\\frac{\partial\zeta}{\partial t}&=-\frac{h}{a\sin\theta}\frac{\partial u}{\partial\lambda}\end{aligned}\right\}\tag{11.5-1}$$

设水质点任意时刻的位置 $\lambda=\lambda_0+\xi$,其中 λ_0 为水质点平衡位置的地理经度,ξ 为水质点偏离平衡位置的距离,于是有 $u=\frac{\partial\lambda}{\partial t}=\frac{\partial\xi}{\partial t}$。利用此关系,(11.5-1)式中的连续方程可写成

$$\frac{\partial\zeta}{\partial t}=-\frac{h}{a\sin\theta}\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial\xi}{\partial\lambda}\right)$$

对 t 积分,得

$$\zeta=-\frac{h}{a\sin\theta}\frac{\partial\xi}{\partial\lambda}\tag{11.5-2}$$

将(11.5-2)式代入运动方程,结果有

$$\frac{\partial^2\xi}{\partial t^2}=\frac{gh}{a^2\sin^2\theta}\frac{\partial^2\xi}{\partial\lambda^2}+\frac{g}{a\sin\theta}\frac{\partial\overline{\zeta}}{\partial\lambda}\tag{11.5-3}$$

如果考虑月球引潮力的作用,则上式中的平衡潮 $\overline{\zeta}$ 用月球平衡潮代替。根据前面可知,月球平衡潮 $\overline{\zeta}_m$ 表示为:

$$\begin{aligned}\overline{\zeta}_m=&H_0\left(\frac{1}{3}-\cos^2\theta\right)+H_1\sin\theta\cos\theta\cos(\sigma_1 t+\lambda+a_1)+\\&H_2\sin^2\theta\cos(\sigma_2 t+2\lambda+a_2)\end{aligned}$$

则

$$\frac{g}{a\sin\theta}\frac{\partial\overline{\zeta}_m}{\partial\lambda}=-\frac{g}{a}H_1\cos\theta\sin(\sigma_1 t+\lambda+a_1)-\frac{2}{a}gH_2\sin\theta\sin(\sigma_2 t+2\lambda+a_2)$$

于是方程(11.5-3)变成:

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2\xi}{\partial t^2}=&\frac{gh}{a^2\sin^2\theta}\frac{\partial^2\xi}{\partial\lambda^2}-\frac{g}{a}H_1\cos\theta\sin(\sigma_1 t+\lambda+a_1)-\\&\frac{2}{a}gH_2\sin\theta\sin(\sigma_2 t+2\lambda+a_2)\end{aligned}\tag{11.5-4}$$

由于研究强迫运动,故可取试解:

$$\xi = R_1\sin(\sigma_1 t + \lambda + a_1) + R_2\sin(\sigma_2 t + 2\lambda + a_2)$$

将其代入(11.5-4),得:

$$\left.\begin{aligned} R_1 &= \frac{gH_1\cos\theta}{\left(\sigma_1^2 - \dfrac{gh}{a^2\sin^2\theta}\right)a} \\ R_2 &= \frac{2gH_2\sin\theta}{\left(\sigma_2^2 - \dfrac{4gh}{a^2\sin^2\theta}\right)a} \end{aligned}\right\}$$

再利用(11.5-2)式的关系,最后求得 ζ 的表达式:

$$\zeta = \frac{gh}{gh - \sigma_1^2 a^2\sin^2\theta}H_1\sin\theta\cos\theta\cos(\sigma_1 t + \lambda + a_1) + \frac{4gh}{4gh - \sigma_2^2 a^2\sin\theta}H_2\sin^2\theta\cos(\sigma_2 t + 2\lambda + a_2) \tag{11.5-5}$$

此结果表明:动力潮与平衡潮成比例;动力潮与平衡潮是同位相还是反位相,取决于差值 $gh - \sigma_1^2a^2\sin^2\theta$ 是正还是负;此差值不仅与水深有关,而且与地理纬度有关,假设水深 $h = 4\ 000$ m,在赤道处 $\theta = 90°$,可求得 $\sqrt{gh} \simeq 200$ m/s,$\sigma_1 a \simeq 440$ m/s,因此 $gh - \sigma_1^2a^2 < 0$,即赤道处动力潮与平衡潮反位相。另外,$H_1 = 2G\left(\frac{\overline{D}}{D}\right)^3\sin2\delta$,$H_2 = G\left(\frac{\overline{D}}{D}\right)^3\cos^2\delta$,其中 $G = \frac{3}{4}\frac{M}{E}\left(\frac{a}{\overline{D}}\right)^3 a$,由此可知:月球赤纬 $\delta = 0$ 时,全日潮为零,只有半日潮存在;随着月球赤纬的增加,全日潮逐渐增大,而半日潮则不断地减小。

Goldsbrough(1913,1914)研究了以一条纬圈为界的极地海区。他给出了以纬度 $\varphi = 60°$ 为界的极地海区三类潮汐与平衡潮三类潮汐的比值(表11.5-1)。

表 11.5-1 以纬度 60° 为界的极地海区的 $\zeta/\overline{\zeta}$ 之值

深 度 h/m	极 点	纬度 60° 处		
	长周期	长周期	全日周期	半日周期
2 210	0.100	−0.216	−2.86	1.070
4 420	0.133	−0.247	1.16	1.030
8 850	0.158	−0.269	−0.194	1.014
17 700	0.176	−0.276	0.386	1.00

由表可见，极地全日潮和半日潮为零，长周期潮很小；在纬度 60° 处，全日潮随深度增大很快减小，而半日潮振幅接近平衡潮的振幅。这些结论说明大洋边界的存在对全日潮的存在有决定作用，而水深的深浅对全日潮的大小有重要影响。即使深度为恒量，也同样会出现全日潮，深度愈浅，振幅愈显著。这与 Laplace 的无界大洋是不一样的。Goldsbrough 还计算了 30° N 和 14°30′ N 之间以及 30° N 和 14°31′ S 之间两条带状海区内的潮汐，这里的全日潮和半日潮的情况，根据海洋大小和水深不同，所得结果相差很大。

Goldsbrough, colborne, Proudman, Doodson 都研究过两条子午线所围成的纺锤型海区的潮汐。在考虑地转自转的情况下，Goldsbrough(1927) 对相距 60° 的两条子午线间、水深比例于纬度余弦平方的海区计算了 K_2 分潮。Goldsbrough 和 Colborne(1929) 讨论了相距 60° 的两条子午线间、水深为 3 950 m 的海区中的 M_2 分潮，得到的 M_2 分潮的振幅为平衡潮的 37.6 倍，这种情况大致相当于大西洋的 M_2 分潮；后来，Colborne(1931) 以同样的方法处理了该海区的 K_1 分潮，结果表明 K_1 分潮非常小；Goldsbrough(1943) 再次研究了纺锤型海区中的潮汐，发现相距 60° 的两条子午线间的海区中 K_2 分潮的共振深度约为 5 000 m。Proudman(1936) 和 Doodson(1936, 1939) 得出的一般公式计算了相距 180° 两子午线间的海区中的 K_1 和 K_2 分潮，特别是对不同深度情况下的 K_2 分潮进行过计算，结果发现，由于深度不同，旋转潮波系统出现的形式也不同。

第六节　潮　流

一、潮流产生原因

海面除了每天有一次或两次的周期性升降现象之外，还伴随着的海水水平流动，前者称之为潮汐，后者称之为潮流。除无潮点之外，其变化的周期与当地潮汐的周期相同。在半日潮周期的地方约为 12 h 25 min，在日周期潮的地方，约为 24 h 50 min。潮汐和潮流的变化都与月球和太阳相对于地球的位置有关，它们是海水运动的两个不同的侧面。

二、潮流特征

(一) 潮流运动类型

潮流现象要比潮汐现象复杂得多:在一个周期里,潮流的大小和方向都不断发生变化。根据潮流方向特点可分为往复式与旋转式两种。

1. 往复流:在近岸、海峡、港湾或江河入海口,潮流受到海岸宽度的限制,只能沿着一条直线做往复运动。这种流称为往复流。由外海向近岸或港湾流动的潮流叫涨潮流,由港湾流向外海的潮流叫落潮流。在涨潮流与落潮流交替的时刻,流速为零,叫转流。

涨潮流速曲线之峰值称为最强涨潮流速;流向往复变化,潮流的周期与潮汐周期相同。

在河口地区,河流对往复流有重要的影响。它增强了落潮流速,同时延长了落潮流的时间,缩短了涨潮流的时间。

2. 旋转流:在外海或广阔的海区,潮流流向不再是往复的变化,而是在360°范围内做周期性的旋转。

旋转流无憩流现象发生,当流速最大时为最强潮流,当流速最小时为最弱潮流。最强潮流与最弱潮流的相互关系也与往复潮流中憩流与最强涨落潮流的关系相同,在半日潮海区,最弱潮流与最强潮流每隔3小时左右相互交替地发生(图11.6-1)。

旋转流流向的旋转方向,因受地形、科氏力(地转偏向力)的影响,有以下几种情况:

(1) 因受科氏力的影响,在北半球一般为顺时针方向,而南半球为逆时针方向。

(2) 因受客观地理条件的影响,其旋转可以是顺时针方向也可以是逆时针方向。

往复流、旋转流与潮汐变化存在着不可分割的关系。较强潮流常发生于大潮期间,较弱潮流常发生于小潮期间,近点潮时,潮流较强,远点潮时潮流较弱。太阴赤纬最大时,潮流、潮汐均发生日潮不等现象。

通常半日周期潮汐显著的地方,当地的潮流也以半日周期为主,日潮显著的地方,当地潮流也以日潮为主,但是无潮点地区例外,半日无潮点处潮汐为日潮变化,而潮流是半日潮流(图11.6-2)。

(二) 潮流的性质

潮流也有正规半日潮流、不正规半日潮流、不正规日潮流和正规日潮流四

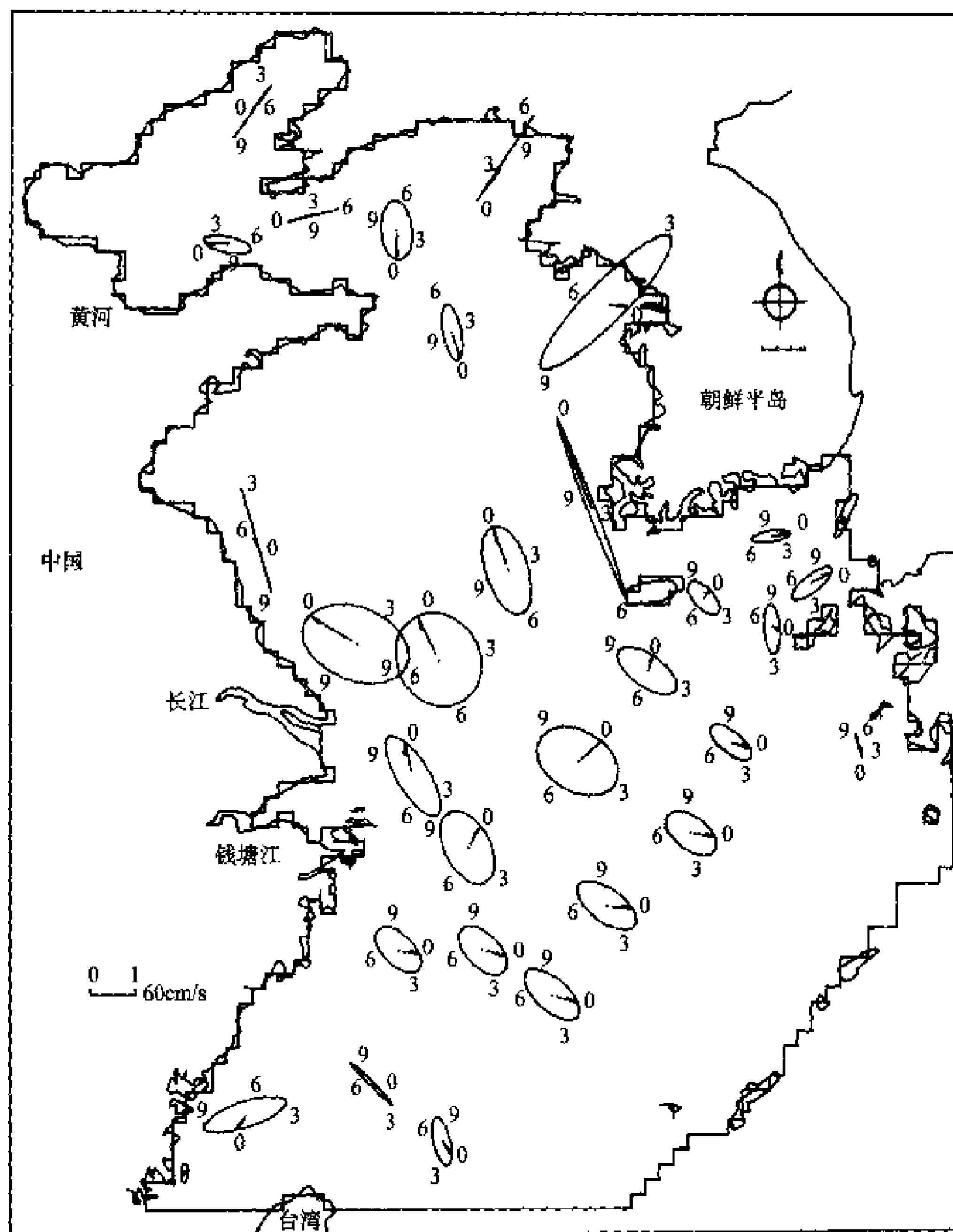


图 11.6-1　不同海区旋转潮流椭圆

种。在往复流海域，正规半日潮流，是一日内发生两次最强涨潮流速及两次最强落潮流速，且相邻的涨潮流速与落潮流速基本相等；正规日潮流，是一日内只发生一次最强涨潮流及一次最强落潮流；不正规半日潮流，是一日内虽然发生两次涨潮流和两次落潮流，但是流速大小相差悬殊；不正规全日潮流，是一日内虽然发生一次最强涨潮流和一次落潮流，但是其中还有一些半日潮流的

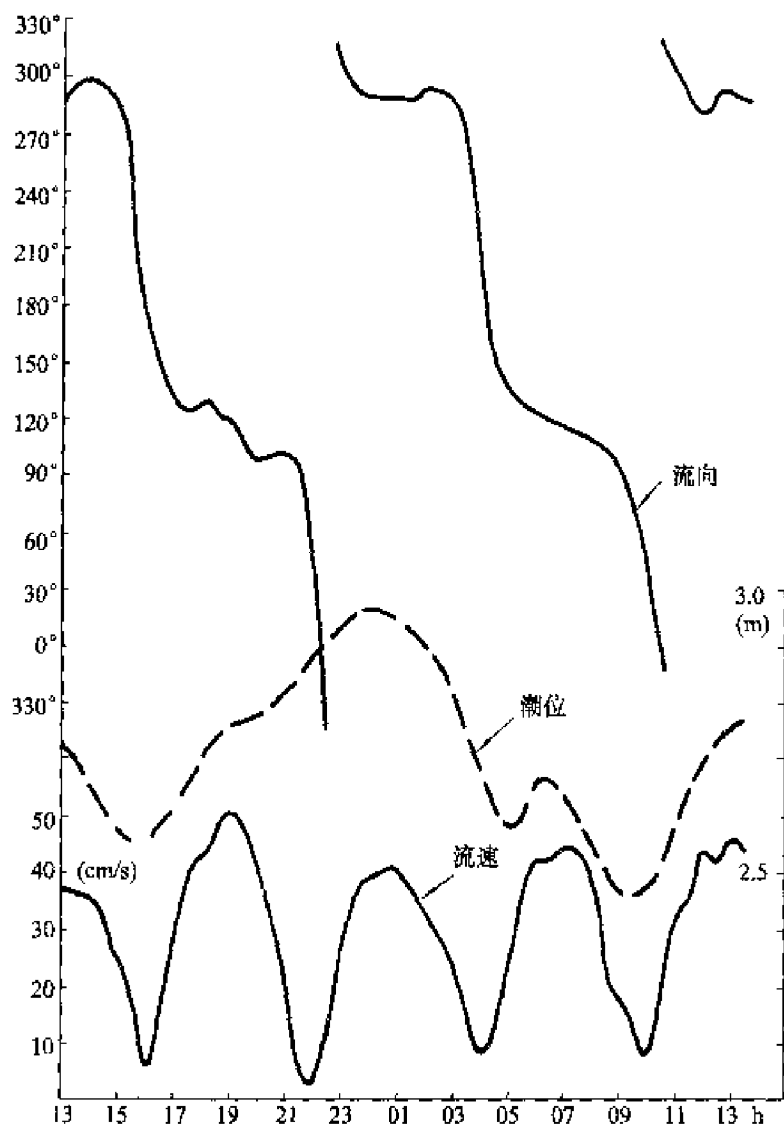


图 11.6-2 东营港附近流速、流向与潮位过程曲线

（侍茂崇等，1985）

波动干扰。

对于旋转潮流区，正规半日潮流，是一日内发生两个潮流椭圆，且潮流椭圆相等。正规日潮流，是一日内一个椭圆。不正规半日潮流，是一日内有两个椭圆，但其大小相差悬殊。

（三）潮流的转流时间与高、低潮的关系

1. 在潮波以前进波形式传播的海域，其波形与水质点的运动关系和波浪相似。潮波向前传播，海水质点必循圆形轨迹移动，如图 11.6-3 所示。潮波波顶 *A* 点对应于高潮时刻，水分子向前运动，水质点的水平速度最大。在 *A* 点之

后，潮渐低落，水平流速也渐减小。经过 3 h 左右，至 B 点(高潮与低潮中间时刻)，只有垂直流速，无水平流速，潮流速度最小，称为憩流。憩流以后，潮流方向与波的前进方向相反，经过 3 h 左右，达到 C 点而为低潮，流速也是最大。最后至 D 点又成为转流。

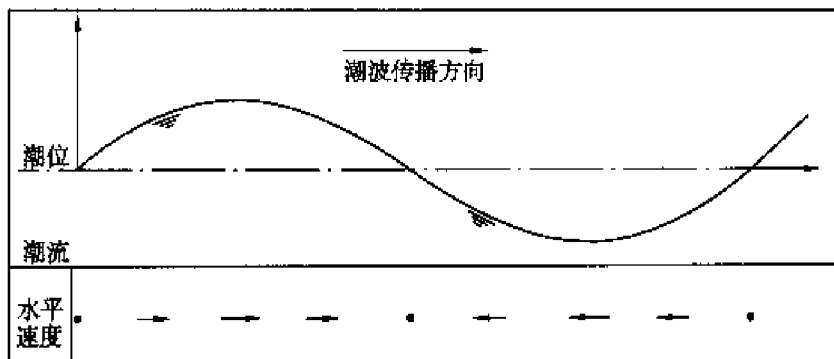


图 11.6-3　前进潮波中水平流速分布

2. 潮波以驻波形式出现的海域，转流时间发生在高潮和低潮时。所以在海岸附近的一定区域内，潮波以驻波形式存在。高潮和低潮时是转流时间。平均海面(高潮与低潮中间时刻)则出现最大流速，涨潮时向陆(进港)，落潮时向外海流去。我国很多港口的潮流属于这类性质。

三、潮流椭圆要素

根据潮流分析可以获得每个分潮流的东分量和北分量的调和常数 U、ξ 和 V、η。利用它们能够描述分潮流的主要变化特征，包括分潮的最大流速、最小流速、最大流速方向、最大流速发生时刻以及分潮流的旋转方向。

对任一准调和分潮流，其东分量和北分量可表为：

$$u = \overline{D}U\cos(\sigma t - d^\circ - \xi),\ v = \overline{D}V\cos(\sigma t - d^\circ - \eta) \quad (11.6\text{-}1)$$

若讨论其平均情况，可取 $\overline{D} = 1$，再令 $t = \dfrac{d^\circ + t'}{\sigma}$，即选取 $t = \dfrac{d^\circ}{\sigma}$ 时刻为新时间坐标 t' 的起点，于是

$$\left.\begin{aligned} u &= U\cos(\sigma t' - \xi) \\ v &= V\cos(\sigma t' - \eta) \end{aligned}\right\}$$

上式为椭圆参数方程，消去 t' 之后得

$$V^2u^2 - 2UV\cos(\xi - \eta)uv + U^2v^2 = U^2V^2\sin^2(\xi - \eta)$$

该椭圆方程叫做潮流椭圆，它是分潮流矢量端点轨迹的描述。

依(11.6-1)式，分潮流的流速和方向可表为

$$W = [U^2\cos^2(\sigma t' - \xi) + V^2\sin^2(\sigma t' - \eta)]^{1/2}$$

$$\theta = \arctan\frac{v}{u} = \arctan\frac{V\cos(\sigma t' - \eta)}{U\cos(\sigma t' - \xi)} \quad (11.6\text{-}2)$$

若以 τ 表示 W 发生极值所对应的时刻，则由 $\frac{\mathrm{d}W}{\mathrm{d}t'} = 0$ 可得

$$\tau = \frac{1}{2\sigma}\arctan\frac{U^2\sin2\xi + V^2\sin2\eta}{U^2\cos2\xi + V^2\cos2\eta} \quad (11.6\text{-}3)$$

当 $\frac{\mathrm{d}^2W}{\mathrm{d}t'^2} < 0$ 时，τ 为最大流速发生时刻，记为 τ_1，当 $\frac{\mathrm{d}^2W}{\mathrm{d}t'^2} > 0$ 时，τ 为最小流速发生时刻，记为 τ_2。将最大流速发生时刻 τ_1 代入(11.6-2)式，得最大流速和最大流速的方向

$$\left.\begin{aligned} W_{\max} &= [U^2\cos^2(\sigma\tau_1 - \xi) + V^2\cos^2(\sigma\tau_1 - \eta)]^{1/2} \\ \theta_{\max} &= \arctan\frac{V\cos(\sigma\tau_1 - \eta)}{U\cos(\sigma\tau_1 - \xi)} \end{aligned}\right\} \quad (11.6\text{-}4)$$

因为最小流速与最大流速位相相差 90°，故得最小流速及其方向为

$$\left.\begin{aligned} W_{\min} &= [U^2\sin^2(\sigma\tau_1 - \xi) + V^2\sin^2(\sigma\tau_1 - \eta)]^{1/2} \\ \theta_{\min} &= \arctan\frac{V\sin(\sigma\tau_1 - \eta)}{U\sin(\sigma\tau_1 - \xi)} \end{aligned}\right\} \quad (11.6\text{-}5)$$

分潮流椭圆的椭率

$$K = \frac{W_{\min}}{W_{\max}}$$

分潮流旋转方向，按 11.6-2 式 θ 对 t' 微商，可求得

$$\frac{\mathrm{d}c}{\mathrm{d}t} = \frac{\sigma UV\sin(\eta - \xi)}{U^2\cos^2(\sigma t' - \xi) + V^2\cos^2(\sigma t' - \xi)} \quad (11.6\text{-}6)$$

由此式可见，当 $\sin(\eta - \xi) > 0$，即 $0 < \eta - \xi < 180°$，分潮 流的矢量随时间做顺时针旋转，而当 $\sin(\eta - \xi) < 360°$，即 $180° < (\eta - \xi) < 360°$，流矢量做逆时针旋转，当 $\sin(\eta - \xi) = 0$，分潮流做往复变化，称之为往复流。

以上求得的分潮流最大流速发生时刻 τ_1，最大流速 $W_{\max}$，最小流速 $W_{\min}$，最大流速方向 $\theta_{\max}$，椭率 K 和旋转方向统称为椭圆要素。

四、中国近海潮汐

我国海区潮汐的形成主要是由太平洋潮波传入所引起，海区本身直接受

月球和太阳的引潮力而产生的潮汐是极小的。

从入射潮波传播示意图11.6-4可以看出：西太平洋的潮汐分两路进入我国海区：一路经日本与台湾之间的琉球群岛由东南向西北传播，进入东海，引起东海、黄海和渤海的海面发生振动，另一路经巴士海峡进入南海，引起南海的海面发生振动。

(一) M_2、S_2、K_1、O_1 分潮振幅与同潮时线分布特征

1. 半日分潮振幅与同潮时线分布

从 M_2 同潮时线分布情况可以看出，太平洋的潮波从琉球群岛传入我国东海的主支，由于东海海区比较开阔，潮波为明显的前进波性质，向北传播，在黄海和渤海，由于受到海岸的影响，前进波被反射，变成驻波，在地球自转的影响下，产生旋转潮波系统(等潮差线呈环状分布，而同潮时线呈放射形分布的潮波系统)，形成许多无潮点(分潮振幅为零的点)，又由于海底摩擦的影响，无潮点偏向左岸(图11.6-4)。

M_2 分潮潮波进入黄海后，形成两个无潮点：一个约在34° N、122° E附近，同潮时线绕这一点做左旋运动，另一个在成山头外海，同潮时线同样呈左旋分布。

潮波自黄海进入渤海后，又分为两支：一支在黄河口北部东营港附近，形成一个无潮点；另一支传入辽东湾，在秦皇岛附近形成一个无潮点，同样是两个左旋潮波系统。

进入东海的另一支，南下传入台湾海峡，在台湾北部形成一个无潮点。同时，由巴士海峡进入南海的另一分支，北上向台湾海峡方向推进，形成台湾海峡以南邻近海区的无潮点。

2. 日潮分潮振幅与同潮时线分布

以 K_1 分潮为例，K_1 分潮潮波的传播较为简单。一支向台湾海峡，一支进入黄海，入黄海的一支，也同样形成驻波，不过只有一个无潮点，位于黄海南部，潮波入渤海后，形成一个也是左旋的无潮点，位于渤海海峡附近。

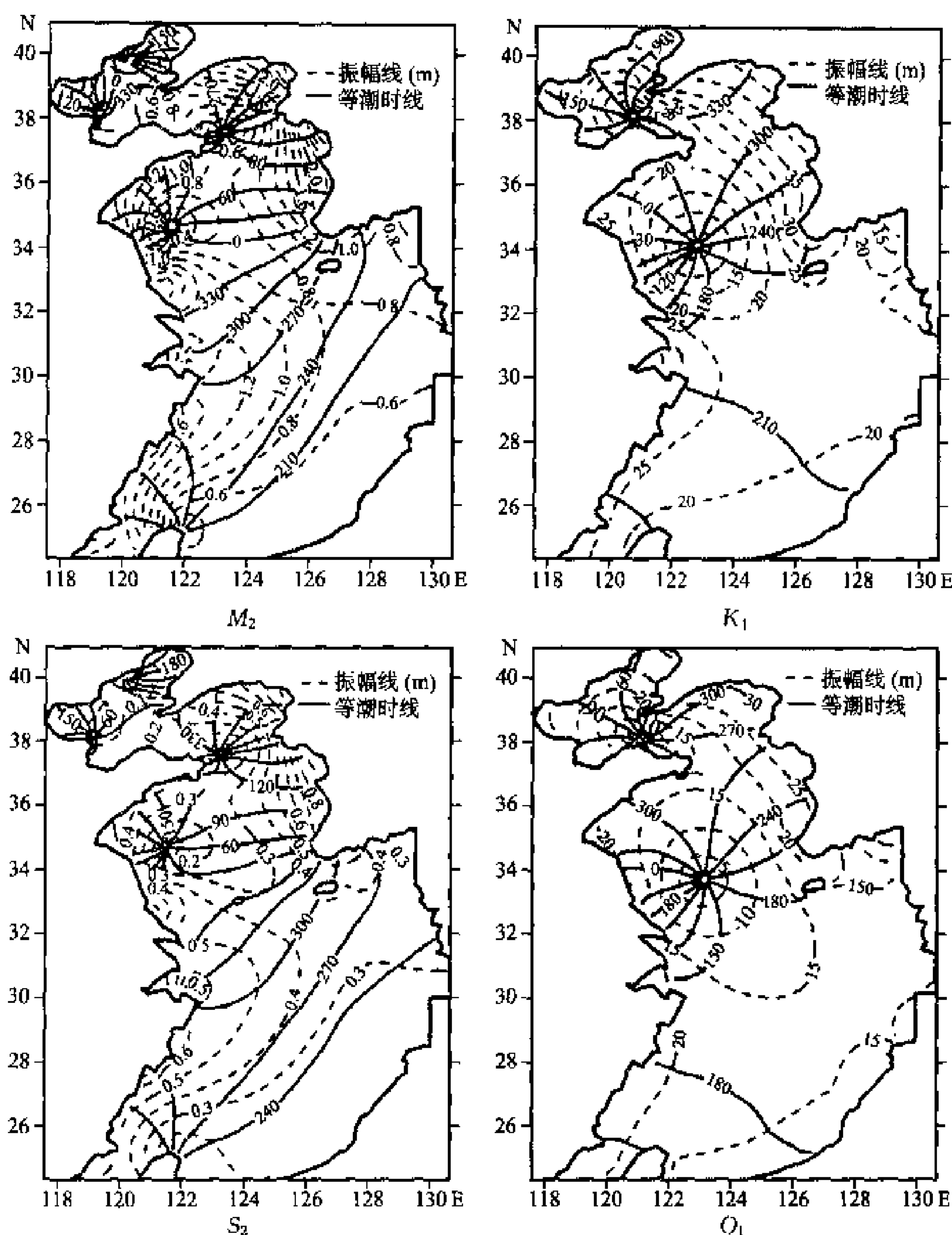


图 11.6-4 M_2、S_2、K_1、O_1 分潮振幅与同潮时线

(鲍献文,1999)

我国南海的潮波起源于太平洋,太平洋的潮波由巴士海峡进入南海后,分为两支,其主支南下构成南海的潮波系统,另一小分支北上向台湾海峡方向推进。除北部湾有明显的旋转潮波系统及无潮点存在外,其他海区的潮波带有前进波的性质,潮波传播方向从东北向西南。

(二) 潮汐性质

我国近海沿岸潮汐性质，如图 11.6-5 所示。

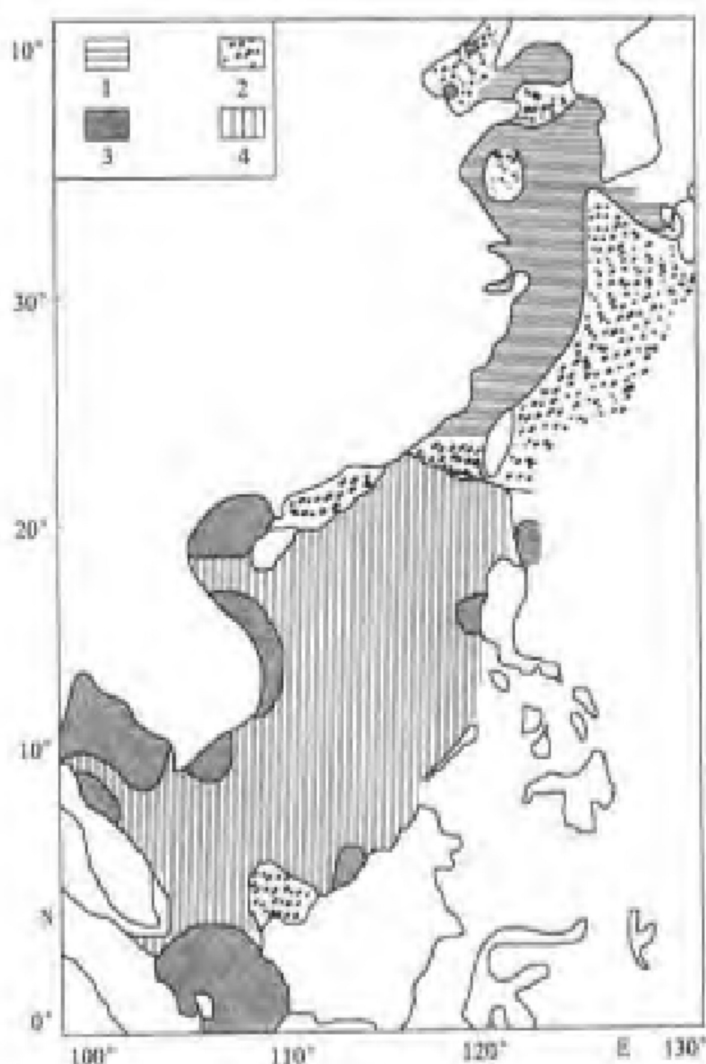


图 11.6-5　中国近海及邻近海区潮汐性质分布图

1. 正规半日潮　　3. 全日潮

2. 不正规半日潮　　4. 不正规全日潮

国家海洋局《应用海洋学基础》(1998)

在渤海大部分海区潮汐属于半日潮和不正规半日潮，渤海湾和烟台、威海外海为不正规半日潮，但秦皇岛附近有一小块地区为日潮，在莱州湾西北黄河口外，也有一小块地区为不正规日潮。

黄海北部沿岸、黄海南部沿岸、东海直至福建沿岸都是半日潮和不正规半日潮。

湛江湾、海南岛东部附近为不正规日潮。琼州海峡和北部湾为正规日潮。

(三) 沿海潮差分布

我国沿海潮差分布,如图 11.6-6 所示。在琉球群岛附近潮差约为 2 m,向西北方向增加。在东海沿岸,等潮差线几乎与海岸线平行,并且愈靠近大陆,潮差愈显著增大。具体分布特征如下:

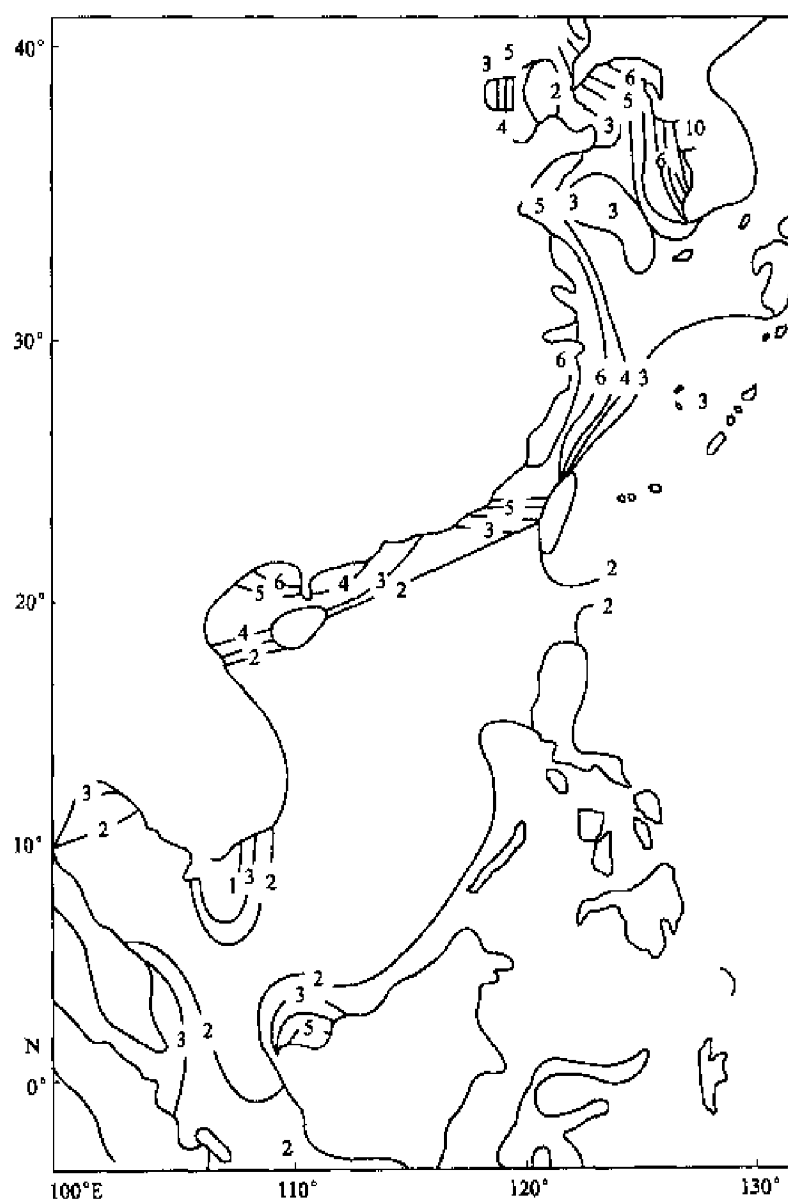


图 11.6-6　中国近海及邻近海区潮差分布

国家海洋局《应用海洋学基础》(1998)

1. 渤海潮差,中部为 2 m,近岸约 3 m 左右,辽东湾顶部及渤海湾顶部较大,在 4 m 以上。

2. 黄海潮差,中央及山东半岛北岸 2 ~ 3 m,辽东南岸为 3 ~ 8 m,山东南岸及江苏沿岸 4 m 以上。

3. 东海浙江、福建沿岸为我国潮差最大的地方,大部分地区在 7 m 以上,其中特别是杭州湾澉浦,最大潮差为 8 ~ 9 m。这一特点,与地形有密切关系:当前进波传至海岸附近,由于水深逐渐变浅,潮波能量集中,使潮差迅速增大。

4. 南海潮差一般比东海要小。南海北岸,从台湾海峡到珠江口一带以及湛江湾附近,潮差较大,湛江湾附近约 3.5 m,而海南岛东岸只有 1.8 m。

5. 在潮波传播方向右边比左边的潮差大:如黄海沿岸潮差大都有 3 ~ 4 m 左右,而朝鲜半岛西岸,不少地方潮差达 8 m 以上;湾顶(里)比湾口的潮差大;近岸比外海的潮差大。

五、中国近海潮流

中国近海潮流情况比较复杂。渤海大部分海区具有不正规半日潮流性质,渤海海峡、山东半岛北端却为不正规日潮流。黄海东部及朝鲜半岛西岸,多为半日潮流,黄海西部及中国沿岸则以不正规半日潮流为主。黄海及台湾海峡以半日潮流为主。南海潮流很复杂,但总的说来以日潮流为主。

黄海的潮流多为旋转式。流速中央小,近岸大,而东岸又比西岸大。中国沿岸在 0.5 ~ 1 m/s 左右,朝鲜半岛沿岸最大可超过 1.25 ~ 1.5 m/s。东海潮流近岸多为往复式,外海多为旋转式,但长江口附近、佘山地区也为旋转式。流速一般也以近岸为大,外海较小,佘山地区流速可达 1.0 ~ 2.3 m/s,杭州湾北岸东部地区可达 2.6 ~ 3.1 m/s。东海近岸地区由于海湾岛屿较多,潮流情况极为复杂。台湾海峡潮流为南北向,北面流速不超过 1.0 m/s,澎湖以南可大于 1.0 ~ 1.5 m/s。南海潮流一般不大,湛江湾附近 0.75 m/s 左右,海南岛北部琼州海峡最大潮流速度可达 2 m/s,其他地区最强也只有 0.5 m/s 左右,以 M_2 分潮为例,其潮位与潮流的分布特征如图 11.6-7 所示。

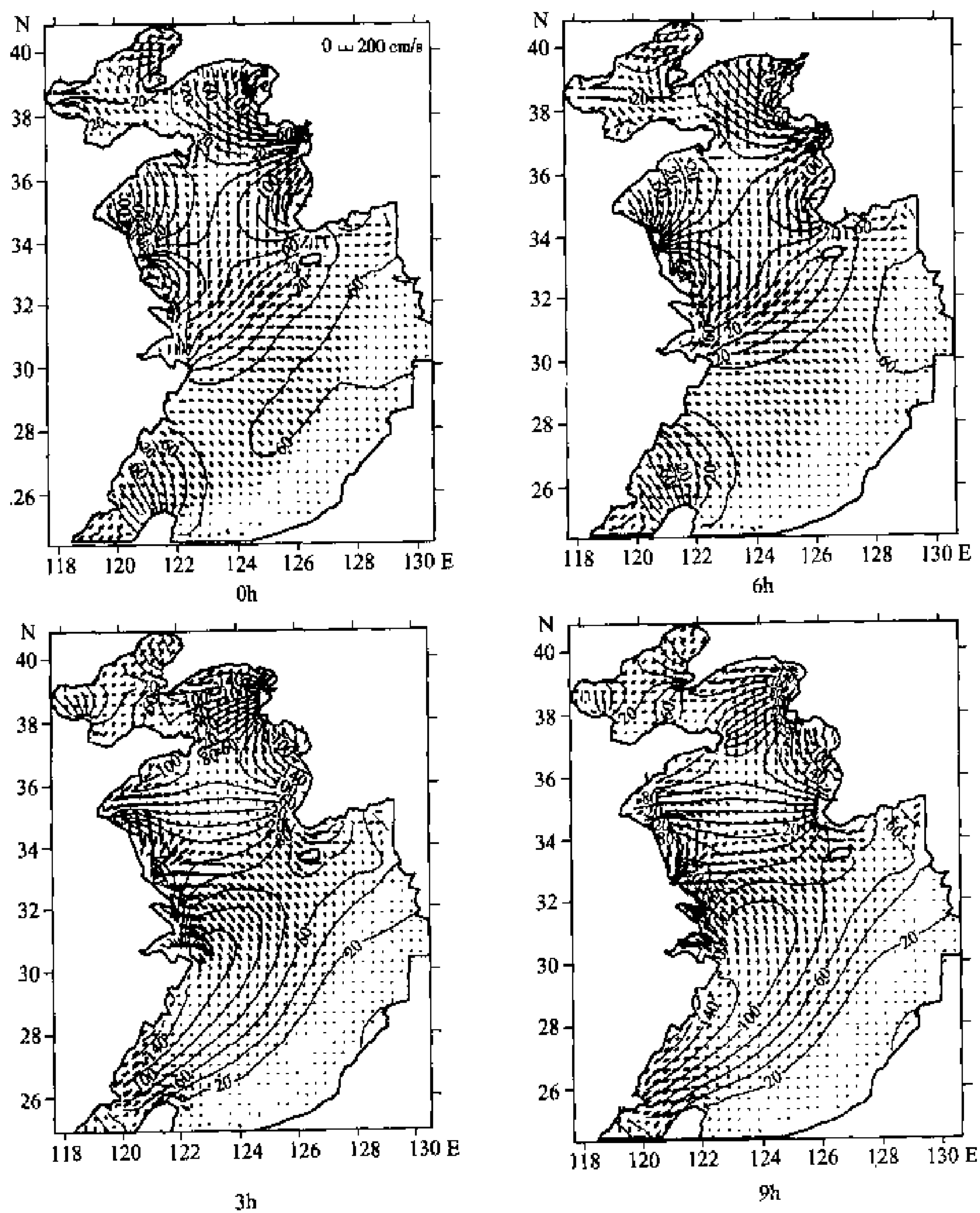


图 11.6-7 M_2 分潮不同时间潮振幅(等值线表示,m) 与流速(矢量表示,cm/s)
(鲍献文,1999)

第十二章 内 波

第一节 概 述

一、研究意义

内波是发生在海水内部的一种波动。早期,内波仅被看成一种有趣现象,是水文测量中一种干扰因子。温盐度的半周日波动,流速在几分钟内产生显著增减,都认为是内波引起的。随着内波研究的不断深入,对内波的巨大影响也越来越关注。

1. 内波在近岸的破碎,可以引起水层强烈混合。对沿岸环流中扩散和生物初级生产力有显著影响。

2. 海底沉积物的搬运,底层流的影响远不如内波或内潮的起动力大。

3. 低频率、大振幅内波对潜艇潜航有很大威胁。因为内波最大振幅发生在水体内部,波峰可以将潜艇拱出水面,暴露给敌人;波谷又能使潜艇下沉超过最大潜航深度而永远浮不起来;内波波流在跃层两侧方向相反,具有

极强的剪切应力，能导致潜艇失衡而翻转。潜艇在水下运动也可产生内波，在高速运动时，崩溃的尾迹产生的内波要比艇体本身产生的内波大，研究潜水艇尾迹内波的振幅和位相，对于搜寻潜艇有重要作用。

4．孤立子内波的波致流和流的强切变，对于海上固定设施，如石油平台和水下工程有很强破坏性。1990 年，位于我国南海的"南海 Ⅵ 号"石油钻机，受到强内波袭击，致使钻井倾斜 2.5°，摆幅达 40 m，钻管被拉下 3.9 m，使作业受到严重影响。内波被视为仅次于台风的第二号杀手。

二、内波特征

内波和海面波同属一种波动，但是其物理性质有很大不同：

1．内波为斜压波，是由于密度差别而引起。在跃层附近，内波最强，可以引起跃层巨大起伏；表面波是正压波，它对跃层影响只是整体铅直移动。

2．表面波恢复力为重力，内波恢复力为约化重力 $g' = g\left(1 - \frac{\rho_2}{\rho_1}\right)$。内波克服重力所做的功，仅为表面波的 1‰ ~ 3‰，因此内波波幅比表面波大。

3．内波的相速与其群速在传播方向上几乎相差 90°，而表面波相速与其群速在传播方向上一致。

4．内波在铅直方向存在复杂的震动结构，其对应的波致流场也是如此。表面波则不具备这个特性。

三、内波的产生

它的先决条件是海水中密度存在层结。两个相邻层密度差越大，发生内波越强。只要外界有扰动(随机或非随机的扰动随处可见)，就可以激发各种尺度内波：

1．大气压的起伏

早在本世纪初，一些学者就指出，风可以引起内波。在波浪槽中，风在水面吹，水下就会出现内波。Tomczak(1967) 也指出，风的散度和旋度在密度呈指数层化海洋中可以引起内波。

2．地形的影响

当海流、潮流经过不规则海底地形之上，可以激起内波。内波周期与激发的初始波周期一致。振幅则与激发波振幅成比例。Bell(1973) 在太平洋的实测资料表明，一个速度只有 4 cm/s 的底流，流过一个小尺度不规则地形之后，就可以产生能量向波场输送；当天文潮波向大陆架前进时，一部分从陆架边缘反

射回深海，一部分进入陆架产生内潮。

3. 运动物体也可引起内波

一只船在极地融冰区通过时，就可在淡咸水的界面上产生内波。船只能量都消耗在内波上。船只不能前进或进速甚为缓慢，这就是所谓“死水”现象。同样水下航行的潜水艇也能激起内波，它的尾迹流在变形、变平过程中，改变了等密度面，然后引起震动。

4. 潮波激发的内波

在陆架区大振幅内波几乎都是潮成的。其振幅一般从十几米到几十米，甚至高达百米。具有潮周期或准潮周期。周期为 12 h 的内波叫半日潮内波，周期为 24 h 的内波叫日潮内波。相速可达 2 ~ 2.5 m/s。切变流速可达 1 ~ 2 m/s。理论证明，30° N 以北海区，日潮内波作为自由波存在是不可能的(O.M. Phillips, 1966)。然而许多报告声称，在 30° N 以北海区多次观测到周期接近 24 h 的内波。Krauss(1967) 发现具有 24 h 周期的内波垂直移动可达 77 m，比半日潮内波还大。

5. 其他原因引起内波

海底地震、海上核爆炸或火山爆发，切变不稳定，表面湍流边界层都可以引起内波。

四、内波分类

(一) 按周期长短来分

1. 短周期内波

内波周期显著小于 12 h。最短的可能只有 2.5 min，最长也只有 5 h 左右，大部分在 5 ~ 20 min 之间。

内波振幅位于 0.2 ~ 40 m 之间，典型振幅是几米。

内波波长从 100 m 到 1 000 m 不等；Woods 等指出，一般内波波幅是波长的 1/25；相速度为 0.1 ~ 1 m/s。

内波方向，靠近海岸似乎向岸运动，但不是最后定论。

2. 长周期内波

即周期长于 12 h 的内波。内波振幅位于 2 ~ 10 m 之间，内波波长大约为 30 km。即波幅与波长之比为 $7 \times 10^{-5} \sim 3 \times 10^{-4}$。但是也有人观测到很多例外，F. Schott(1971) 在北海中观测到半日潮内波振幅为 2 m，而波长竟达 45 km。Krauss 在冰岛附近观测到内波振幅为 50 m，波长仅为 30 km。

相速度为 2 ~ 2.5 m/s，传播方向可以和潮波方向一致，也可以有一定夹角。

（二）按流体层化情况来分

1. 界面波。出现在两种密度截然不同流体界面上。在强跃层附近产生的内波，多为界面波。相速度和群速度方向相同，与表面波类似。

2. 平面波。流体密度随深度线性增加条件下，出现的内波。相速度和群速度方向几乎成直角。

3. 混合型内波。流体密度随深度连续变化，但并非线性。大洋中多为此类波。从数学处理方法来说，总是把内波分成不同典型才好表达。例如，一个连续变化的密度可以将它分为 n 个均匀层，n 足够多时，就可以精确的表示连续变化层。

第二节　界面波的特征

一、内波的产生

图 12.2-1 是在两种流体的界面波，流体密度分别为 ρ_1 和 ρ_2（$\rho_2 < \rho_1$），所

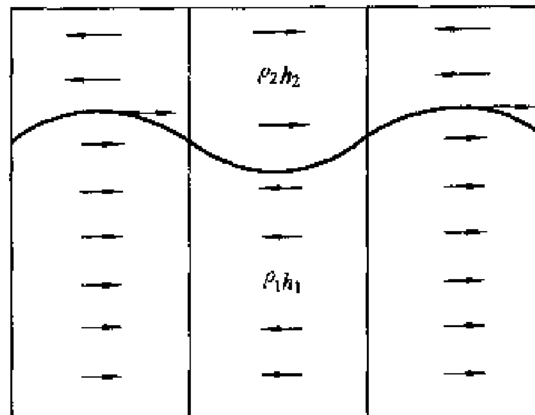


图 12.2-1　界面内波示意图

以流体是重力稳定的。和前面一样，取坐标于海底，z 轴向上。设两层厚度分别为 h_1 和 h_2，两种流体界面是 $z = h_1$ 处，于是它将具有下面一些边界条件：

1. $w_1 = 0$　　在 $z = 0$　　　海底边界条件

　$w_2 = 0$　　在 $z = h_1 + h_2$　　自由面运动边界条件

　$w_1 = w_2$　　在 $z = h_1$　　　界面处运动条件

2. $\frac{d}{dt}(p0_1 + p_1') = \frac{d}{dt}(p0_2 + p_2')$ 动力边界条件

w_1、w_2 是下、上层水体垂直运动速度，$p0_1$、$p0_2$ 是两个水层中均恒压强，p_1'、p_2' 是 h_1、h_2 水层中波扰动压强。$z = 0$ 处是刚性的。假定 h_1 足够大，无波

动存在，则在 $z = h_1 + h_2$ 处也以刚性边界处理。应用上述边界条件和连续方程求得：

$$c^2 = \frac{g}{k}\frac{(\rho_1 - \rho_2)}{\rho_1 \coth kh_1 + \rho_2 \coth kh_2} \tag{12.2-1}$$

(12.2-1) 式是在两种流体界面上内波的相速公式，表面张力略去。如果保留表面张力 T'，那么边界条件要修改，其相速公式为：

$$c^2 = \frac{\frac{g}{k}(\rho_1 - \rho_2) + kT'}{\rho_1 \coth kh_1 + \rho_2 \coth kh_2} \tag{12.2-2}$$

一般来说，两种流体是因盐跃层或温跃层存在而产生密度变化，这时表面张力都是略去的，相速度用(12.2-1) 式子。如果我们要考虑深水波与浅水波，则有下面两种情况分别对待：

1. 下层深，上层浅

当 $\frac{h_1}{l} \geqslant 1$ 时，双曲函数 $\coth kh_1 \approx 1$；当 $\frac{h_2}{l} \leqslant 1$，$\coth kh_2 \approx \frac{1}{kh_2}$，用此近似(12.2-1) 式子简化成：

$$c^2 = \frac{gh_2(\rho_1 - \rho_2)}{\rho_1 kh_2 + \rho_2} \tag{12.2-3}$$

如果密度差很小，例如，跨温跃层的差大约为 $0.002\ \mathrm{g \cdot cm^{-3}} = 2\ \mathrm{kg \cdot m^{-3}}$，那么，公式中分母上 $\rho_1 \approx \rho_2$，于是：

$$c^2 = \frac{gh_2(1 - \rho_2/\rho_1)}{kh_2 + \rho_2/\rho_1} \approx \frac{gh_2\left(1 - \frac{\rho_2}{\rho_1}\right)}{kh_2 + 1} \tag{12.2-4}$$

因为上层很浅，可近一步假定 $kh_2 \leqslant 1$，于是：

$$c^2 = gh_2\left(1 - \frac{\rho_2}{\rho_1}\right) = g'h_2 \tag{12.2-5}$$

$g' = g\left(1 - \frac{\rho_2}{\rho_1}\right)$ 为约化重力，这个公式表明，跨温跃层的相速度是无频散的，且与长波方程类似。实际上内波相速度小，但是振幅大(由于密度差小)。例如，一个内波周期可以长到 12 h，但振幅可达 10 ~ 100 m 或者更大。1983 年 Pond S. 和 Pickard G.L. 在澳大利亚东北海岸的大堡礁外面陆架波折处就观测到这样大的内波。在安达曼海，从地球轨道卫星上看到大的内波可以延伸几十公里。

2. 上下层都浅

再一次应用双曲函数近似条件，得到：

$$c^2 \approx \frac{gh_1h_2(\rho_1 - \rho_2)}{\rho_1h_2 + \rho_2h_1} \tag{12.2-6}$$

当密度差很小，$\frac{\rho_2}{\rho_1} \sim 1$ 时：

$$c^2 = \frac{gh_1h_2\left(1 - \frac{\rho_2}{\rho_1}\right)}{h_1 + h_2} \tag{12.2-7}$$

3．上下层都深

$$c^2 = \frac{g}{k}\frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_1 + \rho_2}$$

它表明内波的传播是频散的，长波传播比短波快，假定，$\Delta\rho/\rho = 2\times10^{-3}$，则内波的相速度是表面波的 1/30，它表明内波的波速要比表面波慢许多。

二、切变重力波

前面考虑两种流体是静止不动的，现在则要考虑动的，两种流体界面处密度不连续，速度也不连续。设 U_1、U_2 是下层和上层的平均速度。设坐标在两种流体界面，且两种流体都假定无限深。线性扰动控制的运动和连续方程是：

$$\left.\begin{aligned}
&\frac{\partial u'}{\partial t} + u\frac{\partial u'}{\partial x} = -\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial p'}{\partial x}\\
&\frac{\partial w'}{\partial t} + u\frac{\partial w'}{\partial x} = -\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial p'}{\partial z} - g\\
&\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial w'}{\partial z} = 0
\end{aligned}\right\}$$

但是，它必须适用于两层。假定 $z \to \pm\infty$ 时，扰动近于零。另外，假定在界面处压力是连续的，于是我们求得相速度：

$$c = \frac{\rho_1u_1 + \rho_2u_2}{\rho_1 + \rho_2} \pm \sqrt{\frac{g}{k}\cdot\frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_1 + \rho_2} - \frac{\rho_1\rho_2(u_1 - u_2)^2}{(\rho_1 + \rho_2)^2}} \tag{12.2-8}$$

首先考虑气一海边界时，ρ_2 空气密度略去，ρ_1 是水的密度，(12.2-8) 式中 ρ_2 相对 ρ_1 可以略去，这时(12.2-8) 式变为：

$$c = u_1 \pm \sqrt{g/k}$$

这就是深水波公式。

(12.2-8) 式已经在大气边界层中得到广泛应用，在密度或速度不连续处，切变重力波是经常发生的。这些波在转换层中在层云或对流云的平流过程中起显著作用。这些波在大气边界层中传播已经受到广泛研究。

在海洋环境中上下层流速 u_1、u_2 具有相同量级，因此我们可以假定 $u_1 = u_2$，且 u_1 和 u_2 相对波速很小，可以忽略。于是(12.2-8) 式变为：

$$c^2 = \frac{g}{k}\frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_1 + \rho_2} \tag{12.2-9}$$

(12.2-9) 式类似于深水波相速度，只是后面多出 $\frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_1 + \rho_2}$，因为跨温跃层的密度差为 2 kg · m^{-3}，所以 $\frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_1 + \rho_2} = 0.001$，于是得出切变重力波相速度是深水波的 0.03。它意味着这是一种长周期波动。这就是为什么两个速度相近的界面处(如水上加油) 波动周期通常都比表面波要长得多的原因。进一步说，共同表面的变形势能是以 $\left(1 - \frac{\rho_2}{\rho_1}\right)$ 的比例减少。由此可知，具有显著振幅的波，在两个密度相近的流体界面上是很容易产生的。例如，船在极地区，当融冰的淡水和海水构成界面时，船的扰动很容易产生内波，从而将船粘住。

第三节　混合型内波的特征

一、表达式

我们考虑一个垂直层化可压缩的流体，在重力场中静止，我们用笛卡尔坐标系，z 轴向上为正，重力加速度 g 向下。

ζ 是流体质点在 z 方向离开平衡位置的距离，$\bar{\rho}(z)$ 是流体分层平均密度。如果一个质点离开平衡位置，垂直方向做一个位移，当我们放开它，它的运动将用下列方程来描述：

$$\bar{\rho}\frac{d^2\zeta}{dt^2} = -g\Delta\bar{\rho} \tag{12.3-1}$$

$$\Delta\bar{\rho} = \Delta\bar{\rho}_1 + \Delta\bar{\rho}_2 \tag{12.3-2}$$

$\Delta\bar{\rho}_1$ 不考虑压缩性，只考虑垂直方向变化：

$$\Delta\bar{\rho}_1 = -\zeta\frac{d\bar{\rho}}{dz} \tag{12.3-3}$$

$\Delta\bar{\rho}_2$ 则要考虑压缩性，即与 Δp 有关：

$$\Delta p = \zeta\frac{dp}{dz} \tag{12.3-4}$$

根据温热膨胀(或压缩) 公式：

$$\Delta\bar{\rho}_2 = \frac{1}{V_s^2}\Delta p \tag{12.3-5}$$

V_s 是流体中声速,根据流体力学基本方程:

$$\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}z} = -\bar{\rho}g$$

于是:

$$\Delta\bar{\rho}_2 = \frac{1}{V_s^2}\zeta(-\bar{\rho}g) \tag{12.3-6}$$

这样一来,方程(12.3-1)变为:

$$\begin{aligned}\bar{\rho}\frac{\mathrm{d}^2\zeta}{\mathrm{d}t^2} &= g\left(\zeta\frac{\mathrm{d}\bar{\rho}}{\mathrm{d}z} + \frac{g}{V_s^2}\bar{\rho}\zeta\right)\\ \frac{\mathrm{d}^2\zeta}{\mathrm{d}t^2} - g\left(\frac{1}{\bar{\rho}}\frac{\mathrm{d}\bar{\rho}}{\mathrm{d}z} + \frac{g}{V_s^2}\right)\zeta &= 0\end{aligned} \tag{12.3-7}$$

只要括号中值是个负值,那么上个方程的解就是简谐振动。它的角频率就是:

$$\sigma^2 = -g\left(\frac{1}{\bar{\rho}}\frac{\mathrm{d}\bar{\rho}}{\mathrm{d}z} + \frac{g}{V_s^2}\right) \tag{12.3-8}$$

其中$\frac{\mathrm{d}\bar{\rho}}{\mathrm{d}z}$必须为负值(这与坐标系选取有关),并且$\left|\frac{1}{\rho}\frac{\mathrm{d}\bar{\rho}}{\mathrm{d}z}\right| > \frac{g}{V_s^2}$才能形成稳定的振动。

(12.3-8)式中 $N = \left(\frac{-g}{\bar{\rho}}\frac{\mathrm{d}\bar{\rho}}{\mathrm{d}z}\right)^{1/2}$ 是角频率,又叫 Vaisala 频率、Brunt 频率、Brunt-Vaisala 频率、本征频率、浮性频率、稳定频率、甚至叫极限频率。A. Defant(1961)将 $E = N^2/g$ 叫做稳定频率。我们按标准的海洋学术语,称N是"Brunt-Vaisala 频率"。

方程的基本目的是给出垂直速度 W 的运动方程,为此假定:

密度 $\rho' = \bar{\rho}(z) + \rho(x,y,z,t)$

压强 $p' = \bar{p}(z) + p(x,y,z,t)$

x 方向速度 $u' = U(x,y,z) + u(x,y,z,t)$

y 方向速度 $v' = V(x,y,z) + v(x,y,z,t)$

z 方向速度 $w' = W(x,y,z) + w(x,y,z,t)$

速度矢量 $\vec{V} = \vec{i}u' + \vec{j}v' + \vec{k}w'$

地球自转角速度 $\vec{\omega} = \vec{i}\omega_x + \vec{j}\omega_y + \vec{k}\omega_z$

$\vec{i}$、$\vec{j}$、$\vec{k}$ 是 x、y、z 方向的单位矢量。

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u'\frac{\partial}{\partial x} + v'\frac{\partial}{\partial y} + w'\frac{\partial}{\partial z}$$

$\vec{F}$ 是外力,可写成 $\vec{F} = \vec{i}F_x + \vec{j}F_y + \vec{k}F_z$,$\mu$ 是湍流摩擦系数,∇是梯度算

于, $\nabla^2 \equiv \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$

$$\nabla_h^2 \equiv \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$$

$$\nabla \times \vec{V} = \vec{i}\left(\frac{\partial w'}{\partial y} - \frac{\partial v'}{\partial z}\right) + \vec{j}\left(\frac{\partial u'}{\partial z} - \frac{\partial w'}{\partial x}\right) + \vec{k}\left(\frac{\partial v'}{\partial x} - \frac{\partial u'}{\partial y}\right)$$

于是运动方程变为:

$$(\bar{\rho} + \rho)\frac{D\vec{V}}{Dt} + 2(\bar{\rho} + \rho)\vec{\omega} \times \vec{V} + \nabla(\bar{p} + p) + \vec{k}g(\bar{\rho} + \rho) = \mu\nabla^2\vec{V} + \vec{F} \tag{12.3-9}$$

如果密度起伏项只保留在重力项 $\vec{k}g(\bar{\rho} + \rho)$ 中,其他项中都略去(Boussinesq 近似)(12.3-9) 式变为:

$$\bar{\rho}\frac{D\vec{V}}{Dt} + 2\bar{\rho}\vec{\omega} \times \vec{V} + \nabla(\bar{p} + p) + \vec{k}g(\bar{\rho} + \rho) = \mu\nabla^2\vec{V} + \vec{F} \tag{12.3-10}$$

方程(12.3-10) 可以变成垂直速度 w' 的表达形式,即:

$$\frac{\partial}{\partial t^2}\nabla^2 w' + N^2\nabla_h^2 w' + 4\frac{N^2}{g}\vec{\omega}\cdot$$

$$\left[\nabla \times (\vec{\omega} \times \vec{V}) - 4\vec{\omega}\cdot\nabla \times \vec{\omega} \times \frac{\partial\vec{V}}{\partial z} - \frac{N^2}{g}\frac{\partial^3 w'}{\partial z\partial t^2}\right] = Q \tag{12.3-11}$$

(12.3-11) 式详细推导见附录1。如果我们进一步假定:$2\vec{\omega} = \vec{k}2\omega_z = \vec{k}f$, $U = V = W = 0$(平均值为零), $\mu = 0$, 非线性项$(\vec{V}\cdot\nabla)\vec{V} = 0$, 密度平流扩散项 $\vec{V}\cdot\nabla\rho = 0$, $\frac{\partial w}{\partial y} = \frac{\partial v}{\partial z}$, $\frac{\partial w}{\partial x} = \frac{\partial u}{\partial z}$, 那么(12.3-11) 式就变为:

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2}\nabla^2 w + N^2\nabla_h^2 w + f^2\frac{\partial^2 w}{\partial z^2} - \frac{N^2}{g}\left(\frac{\partial^3 w}{\partial z\partial t^2} + f^2\frac{\partial w}{\partial z}\right) = -\frac{1}{\rho}\left[f\left(\nabla\frac{\partial\vec{F}}{\partial z}\right)_z + \nabla_h\cdot\frac{\partial^2\vec{F}}{\partial z\partial t} - \nabla_h^2\frac{\partial F_z}{\partial t}\right] \tag{12.3-12}$$

如果 $\vec{F} = 0$, (12.3-12) 式就变为:

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2}\nabla^2 w + N^2\nabla_h^2 w + f^2\frac{\partial^2 w}{\partial z^2} - \frac{N^2}{g}\left(\frac{\partial^3 w}{\partial z\partial t^2} + f^2\frac{\partial w}{\partial z}\right) = 0 \tag{12.3-13}$$

从(12.3-13) 式看出第四项系数是$\frac{N^2}{g}$, 比第三项小 1 000 倍, 因此, 通常略去, 于是(12.3-13) 式变为:

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2}\nabla^2 w + N^2\nabla_h^2 w + f^2\frac{\partial^2 w}{\partial z^2} = 0 \tag{12.3-14}$$

二、垂直运动速度的本征解

(一) 边界条件

$w = 0$, 在 $z = -h$, h 是海水深度;

$w = 0$, 在 $z = 0$, 即海面无垂直运动速度。

(二) 求 w

密度值随深度面变,所以, $N = N(z)$。

设: $w = \overline{w}(x, y, z)\exp(i\sigma t) = w'(z)w''(x, y)\exp(-i\sigma t)$

(注意这里 w' 与前面基本方程 w' 有区别) 代入方程(12.3-13)中,得到:

$$\frac{1}{\sigma^2 - f^2}\frac{\nabla_h^2 w''}{w''} - \frac{1}{N^2 - \omega^2}\left(\frac{\mathrm{d}^2 w'}{\mathrm{d}z^2} - \frac{N^2}{g}\frac{\mathrm{d}w'}{\mathrm{d}z}\right)\frac{1}{w'} = 0 \quad (12.3\text{-}15)$$

(12.3-15) 式中第一项值是 x, y 的函数,第二项值是 z 的函数,这个方程惟一可能存在的理由是:

$$\frac{1}{\sigma^2 - f^2}\frac{\nabla_h^2 w''}{w''} = \frac{1}{N^2 - \sigma^2}\left(\frac{\mathrm{d}^2 w'}{\mathrm{d}z^2} - \frac{N^2}{g}\frac{\mathrm{d}w'}{\mathrm{d}z}\right)\frac{1}{w'} = -v$$

v 是个常数。于是:

$$\begin{cases}\nabla_h^2 w'' + (\sigma^2 - f^2)vw'' = 0 \\ \dfrac{\mathrm{d}^2 w'}{\mathrm{d}z^2} - \dfrac{N^2}{g}\dfrac{\mathrm{d}w'}{\mathrm{d}z} + (N^2 - \sigma^2)vw' = 0\end{cases} \quad (12.3\text{-}16)$$

(12.3-16) 式中前一式子描述的是波形,后一式子描述内波垂直运动,又叫结构方程。我们令:

$$v = \frac{k_h^2}{\sigma^2 - f^2}, k_h \text{ 是水平波数}, k_h^2 = k_x^2 + k_y^2$$

同样令:

$$q(z) = [N^2(z) - \sigma^2]\overline{\rho}(z)$$

于是(12.3-16)式中第二式,在边界条件假定下就变成:

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}z}\left[\overline{\rho}(z)\frac{\mathrm{d}w'}{\mathrm{d}z}\right] + \left[\frac{N^2(z) - \sigma^2}{\sigma^2 - f^2}\right]k_h^2\overline{\rho}(z)w' = 0 \quad (12.3\text{-}17)$$

(12.3-17) 式又叫 Sturm – Liouville 方程。该式还可写成

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}z}\left[\overline{\rho}(z)\frac{\mathrm{d}w'}{\mathrm{d}z}\right] + vq(z)w' = 0 \quad (12.3\text{-}18)$$

$$w'(z) = 0, \quad z = -h$$

$$w'(z)=0,\quad z=0$$

如果 $vq(z)>0$,我们就有一个本征值问题:每选定一个 v_n,我们就有一个 $w_n'(z)$,也就是说有一个固定的 f 和 w,方程(12.3-19)就可找出无限多个水平波数 $k_h=k_{h_0},k_{h_1},\cdots k_{h_n}$ 满足 $w_n'(z)$ 的解。$w_n'(z)$ 又叫 n 阶内波或 n 种内波。w_1' 具有一个极值数,w_2' 具有2个极值数等等。w_0' 相当于表面波的解。

垂直移动 $\zeta(x,y,z,t)$ 直接比例于本征方程 $w'(z)$,这可由下列变换看出来:

假定内波具有形式:$\exp[i(\vec{k}_h\cdot\vec{r}-\sigma t)]$,那么:

$$\begin{aligned}w&=w'(z)\exp[i(\vec{k}_h\cdot\vec{r}-\sigma t)]\\ \zeta&=a(z)\exp[i(\vec{k}_h\cdot\vec{r}-\sigma t)]\end{aligned}\tag{12.3-19}$$

因为 $w=\dfrac{d\zeta}{dt}=\dfrac{\partial\zeta}{\partial t}$,那么在给定深度 z_0 之处,我们就求得

$$w'(z_0)=-i\sigma a(z_0)\tag{12.3-20}$$

于是,$|\zeta(x,y,z_0,t)|=|a(z_0)|=\left|\dfrac{1}{\sigma}\right||w'(z_0)|$

只要 w_n' 确定,我们就有随等密度面移动的第 n 阶内波。图12.3-1是前5阶等密度面垂直移动情况。

由于方程(12.3-18)是线性的,W'_n 的代数和也是它的解。

如果考虑的是两维波,那么 $\vec{k}=\vec{i}k_x+\vec{j}k_y=\vec{k}_h$,再略去地球旋转,那么对于 n 阶内波方程(12.3-18)就变为:

$$v_n=\frac{(k_h)_n^2}{\sigma^2}=\frac{1}{(C_p)_n^2}\tag{12.3-21}$$

这里 $C_p=\dfrac{\sigma}{k_h^2}\vec{k}_h$ 是内波相速度。

(三) 求水平速度

假定没有 y 方向运动,$v\equiv 0$,$w''(x,y)=w''(x)$,

$$\begin{aligned}w&=w'(z)w''(x)\exp(-i\sigma t)\\ u&=u'(z)u''(x)\exp(-i\sigma t)\end{aligned}\tag{12.3-22}$$

根据连续方程 $\dfrac{\partial u}{\partial x}=-\partial w/\partial z$,我们得到:

$$u'(z)\int_0^x\frac{\mathrm{d}u''(x)}{\mathrm{d}x}\mathrm{d}x=-\frac{\mathrm{d}w'}{\mathrm{d}z}\int_0^x w''(x)\mathrm{d}x\tag{12.3-23}$$

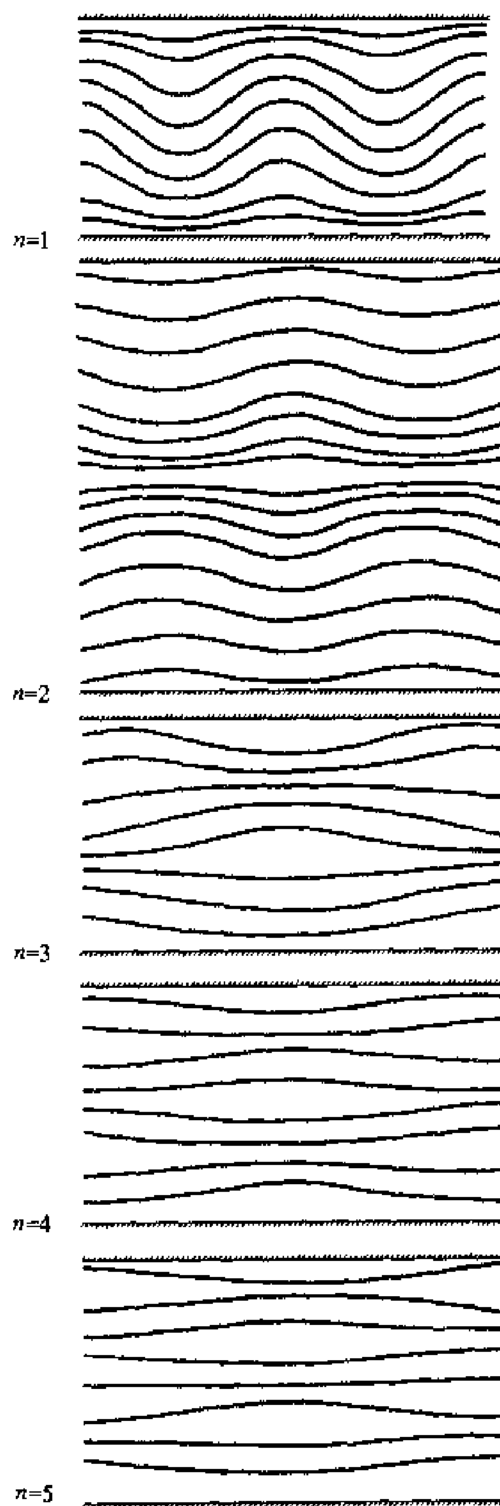


图 12.3-1 内波生成和本征解

(Jo Roberts, Internal Gravity Waves in the Ocean, 1975)

那么在特定点 x_0 处：

$$u'(z)u''(x)\big|_0^{x_0} = -\frac{\mathrm{d}w'}{\mathrm{d}z}\overline{w}''(x)\big|_0^{x_0} \tag{12.3-24}$$

$\overline{w}''$ 是 w'' 的积分形式

$$u'(z) = -\frac{\overline{w}''(x_0) - \overline{w}''(0)}{u''(x_0) - u''(0)}\left(\frac{\mathrm{d}w'}{\mathrm{d}z}\right) = C_1\frac{\mathrm{d}w'}{\mathrm{d}z}$$

$$C_1 = \frac{\overline{w}''(x_0) - \overline{w}''(0)}{u''(x_0) - u''(0)} = \text{const} \tag{12.3-25}$$

它表明水平速度是与垂直速度成比例的。

（四）讨论

根据(12.3-18)式

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}z}\left[\bar{\rho}(z)\frac{\mathrm{d}w'}{\mathrm{d}z}\right] + \left[\frac{N^2(z) - \sigma^2}{\sigma^2 - f^2}\right]k_h^2\bar{\rho}(z)w' = 0$$

1. 如果 $\left|\frac{\mathrm{d}^2w'}{\mathrm{d}z^2}\right| \gg \left|\frac{N^2}{g}\frac{\mathrm{d}w'}{\mathrm{d}z}\right|$，那么(12.3-18)式就变为：

$$\frac{\mathrm{d}^2w'}{\mathrm{d}z^2} + \frac{N^2 - \sigma^2}{\sigma^2 - f^2}k_h^2w' = 0 \tag{12.3-26}$$

2. 如果 $\sigma^2 \gg f^2$，那么(12.3-18)式就变为：

$$\frac{\mathrm{d}^2w'}{\mathrm{d}z^2} + \frac{N^2 - \sigma^2}{\sigma^2}k_h^2w' = 0 \tag{12.3-27}$$

只有在 $\frac{N^2 - \sigma^2}{\sigma^2} > 0$ 时，(12.3-27)式才有解，即要使最大振幅发生在水面以下，频率 ω 一定要小于 Vaisala 频率。内波存在区间是 $f^2 < \sigma^2 < N^2(z)$，这时给定深度的内重力波的频率，上限就被 Brunt-Vaisala 频率 N 限制住，下限就被惯性频率 f 限制住。

$N(z)$ 可以大到 0.042/s(周期 T_N = 150 s = 2.5 min)。f 则可从极点的 1.4×10^{-4}/s(T_f = 12 h)，变到赤道的零值(T_f 为无限大)。

3. 均质大洋

如果密度从上到下都是一样，那么 $\frac{\mathrm{d}\bar{\rho}}{\mathrm{d}z} = 0$，即 $N \equiv 0$，如果 $\sigma^2 > f^2$，那么 $\frac{\sigma^2 - f^2}{-\sigma^2} < 0$，它表明内性重力波不可能产生。当然这里不包括 $\sigma \leqslant f$。然而，内波是可以在均质、旋转的流体中出现的(G. Veronis, 1967)。

4. N 为常量

(1) 在什么情况下 N 为常量？

$$N=\left[-\frac{g}{\bar{\rho}(z)}\frac{\mathrm{d}\bar{\rho}}{\mathrm{d}z}\right]^{1/2}$$

在许多文章中写成：

$$N=\left[-\frac{g}{\rho_0}\frac{\mathrm{d}\bar{\rho}}{\mathrm{d}z}\right]^{1/2}$$

如果假定$\bar{\rho}$是指数形式分布：$\bar{\rho}(z)=\rho_0\exp(-N^2z/g)$，那么，$N$就是常数；

如果假定$\bar{\rho}$是线性变化：$\bar{\rho}(z)=\rho_0(C_1-N^2z/g)$，那么，$N$也是常数。

两者密度分布都给出类似结果。密度的线性分布是指数分布的第一级近似。（表 12.3-1）

表 12.3-1 线性密度与指数密度随深度的分布

深度(m)	线性密度	指数密度
100	1.001 00	1.001 00
200	1.002 00	1.002 00
300	1.003 00	1.003 00
400	1.004 00	1.004 00
500	1.005 00	1.005 01
1 000	1.010 00	1.010 05
2 000	1.020 00	1.020 20
3 000	1.030 00	1.030 45
4 000	1.040 00	1.040 81

(2) N为常量时垂直速度变化

N为常量时，(12.3-18)式就变为：

$$\frac{\mathrm{d}^2w'}{\mathrm{d}z^2}-\frac{N^2}{g}\frac{\mathrm{d}w'}{\mathrm{d}z}+\left(\frac{N^2-\sigma^2}{\sigma^2-f^2}\right)k_h^2w'=0 \tag{12.3-28}$$

假定垂直速度w为

$$w(x,y,z,t)=w'(z)\exp[i(\vec{k}_h\cdot\vec{r}-\sigma t)]$$

于是

$$w'(z)=C_0\exp[(N^2/2g)z][B_1\exp(ik_zz)+B_2\exp(-ik_zz)] \tag{12.3-29}$$

只要$k^2=\left(\frac{N^2-\sigma^2}{\sigma^2-f^2}\right)k_h^2-\left(\frac{N^2}{2g}\right)^2$存在，(12.3-29)就是(12.3-28)的本征解。

我们应用表层边界条件，可以求出$B_1=-B_2$。

根据底层边界条件得：

$$\exp(2ik_zh) = 1$$

$$k_z = \frac{n\pi}{h}$$

让 $C_1 = C_0B_1$，于是(12.3-29) 就变为：

$$w_h'(z) = C_1e^{\left(\frac{N^2}{2g}\right)z}[e^{n\pi iz/h} - e^{-n\pi iz/h}] = 2iC_1e^{\left(\frac{N^2}{2g}\right)z}\sin(n\pi z/h) \tag{12.3-30}$$

(12.3-30) 式的前三阶本征函数绘于图 12.3-2 中。

5. $k^2 = \left(\frac{N^2-\sigma^2}{\sigma^2-f^2}\right)k_h^2 - \left(\frac{N^2}{2g}\right)^2$ 式独立于边界条件的耗散关系

如果 $f^2 \ll \sigma^2 \ll N^2$，上式就变为：

$$\left(\frac{\sigma}{N}\right)^2 = \frac{k_h^2}{k^2+(N^2/2g)^2} \tag{12.3-31}$$

因为 $k^2 = k_h^2 + k_z^2$，又因为短周期波，波长也短，波数就大，所以 $(N^2/2g)^2 \ll k^2$。(12.3-31) 式变为：

$$\left(\frac{\sigma}{N}\right)^2 = \frac{k_h^2}{k_h^2+k_z^2} = \frac{k_h^2}{k_h^2+(N\pi/D)^2}$$

$$k_h = k\sin\theta$$

于是，$\sigma = +N\sin\theta$，见图 12.3-3。

三、波型

由 12.3-18 式中第一个方程，可得波型方程

$$\nabla_h^2 w'' + (\sigma^2 - f^2)vw'' = 0 \tag{12.3-32}$$

$v = \frac{k_h^2}{\sigma^2-f^2}$，$k_h^2 = k_x^2 + k_y^2$，$k_x$、$k_y$ 是 x、y 方向波数，我们定义：

$\lambda_x = \frac{2\pi}{k_x}$，$\lambda_y = \frac{2\pi}{k_y}$，$\lambda_x$、$\lambda_y$ 是 x、y 方向波长。

我们假定 $\omega > f$，所以 $v > 0$，应用变量分离方法，假定 $w''(x,y) = aX(x)Y(y)$，那么(12.5-1) 式就变为：

$$\frac{1}{X}\frac{d^2X}{dx^2} + \frac{1}{Y}\frac{d^2Y}{dy^2} + k_h^2 = 0 \tag{12.3-33}$$

于是

$$\frac{1}{X}\frac{d^2X}{dx^2} = -\frac{1}{Y}\frac{d^2Y}{dy^2} - k_h^2 = -k_x^2 \tag{12.3-34}$$

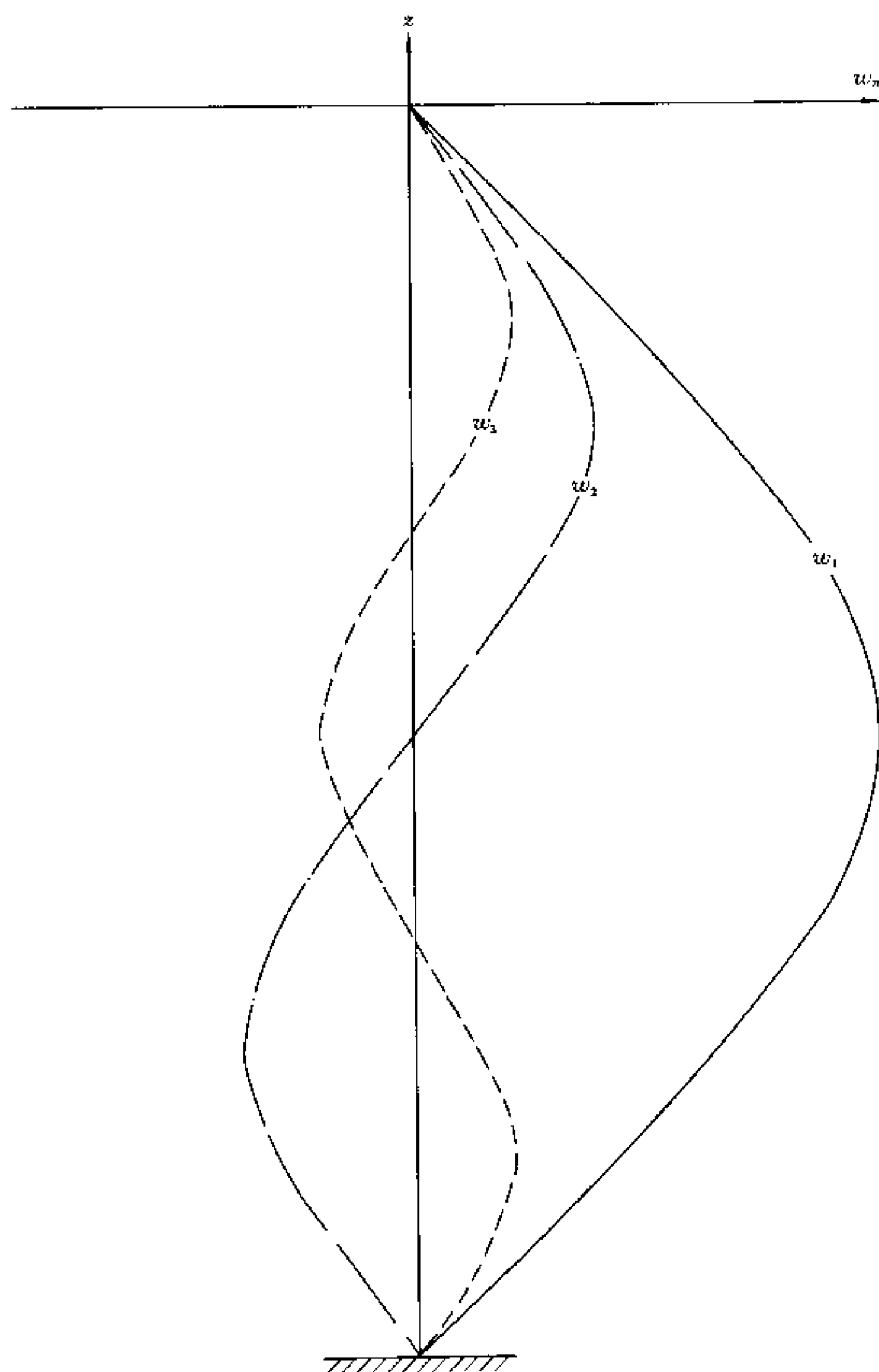


图 12.3-2 N 为常量时，前三个内波的本征函数(Jo Rberts,1975)

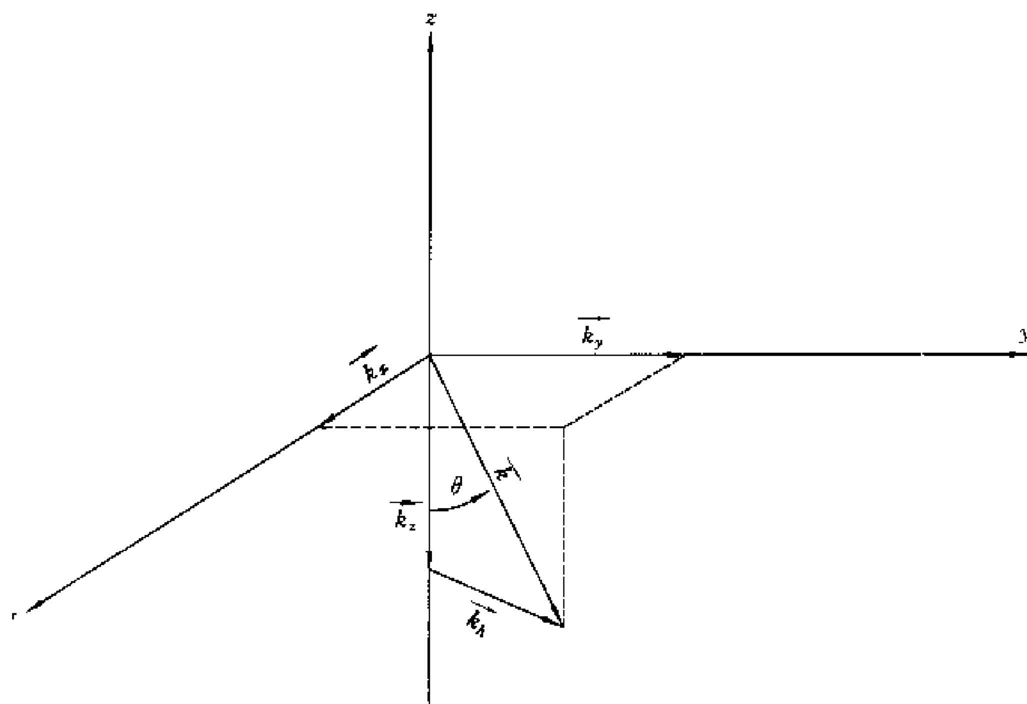


图 12.3-3　波数矢量 $\vec{k}$ 的矢量角之间关系

$$\begin{cases} \dfrac{\mathrm{d}^2 X}{\mathrm{d}x^2} + k_x^2 X = 0 \\ \dfrac{\mathrm{d}^2 Y}{\mathrm{d}y^2} - (k_x^2 - k_h^2) Y = 0 \end{cases} \tag{12.3-35}$$

$$\begin{cases} \dfrac{\mathrm{d}^2 X}{\mathrm{d}x^2} + k_x^2 X = 0 \\ \dfrac{\mathrm{d}^2 Y}{\mathrm{d}y^2} + k_y^2 Y = 0 \end{cases} \tag{12.3-36}$$

$$k_y = k_h^2 - k_x^2$$

方程(12.5-5)中 x 的解为：

$$X = B_1 \sin k_x x + B_2 \cos k_x x \tag{12.3-37}$$

对于 Y 可分三种情况：

1. $k_y^2 < 0$，即 $k_x^2 > k_h^2$

$$Y = B_3 \exp[(-k_y^2)^{1/2} y] + B_4 \exp[-(-k_y^2)^{1/2} y]$$

B_3、B_4 是常数，或者，我们要求波在空间不是指数增长，于是：

$$Y = B_4 \exp[-(-k_y^2)^{1/2} y] = B_4 \exp[-(k_x^2 - k_h^2)^{1/2} y]$$

随之：

$$w''(x,y)=a\ \exp[(-k_x^2-k_h^2)^{1/2}y]\begin{cases}\sin(k_xx)\\\cos(k_xx)\end{cases}$$

(12.3-38)

(12.3-38)式描述的是Kelvin波(典型的边缘波)，波峰在 y 方向是指数增加。a 是常数。

2. $k_y^2=0$，即 $k_x^2=k_h^2$

它表示与 y 方向无关，波峰在 y 方向无限长。

3. $k_y^2>0$

$$y=B_3\sin k_yy+B_4\cos k_yy,\ B_3、B_4\ 是常数$$

$$w''(x,y)=a\begin{Bmatrix}\sin(k_yy)\\\cos(k_yy)\end{Bmatrix}\begin{Bmatrix}\sin(k_xx)\\\cos(k_xx)\end{Bmatrix}$$

如图12.3-4所示。

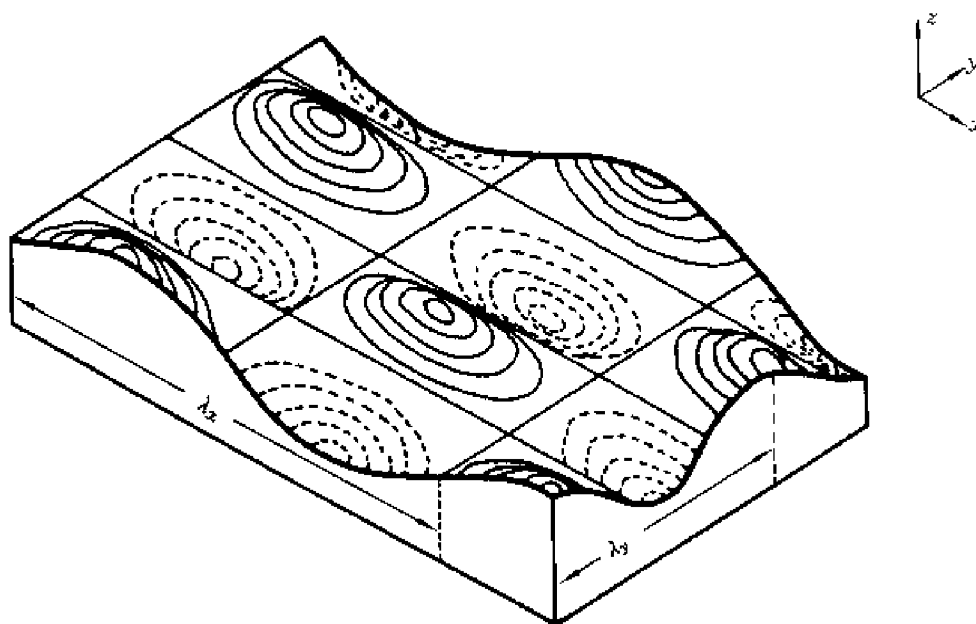


图12.3-4 Mortimer式内波(Mortimer, 1971)

附录 1

推导

$$\begin{aligned}&\bar{\rho}\frac{\partial\vec{V}}{\partial t}+2\overrightarrow{\bar{\rho}\omega}\times\vec{V}+\nabla p+\vec{k}\rho g=\vec{R}\\&\vec{R}=\mu\nabla^2\vec{V}-\bar{\rho}(\vec{V}\cdot\nabla)\vec{V}+\vec{F}=\vec{i}R_x+\vec{j}R_y+\vec{k}R_z\end{aligned}\tag{12.1}$$

因为$\nabla_h\cdot\vec{k}\rho g=0$，故将$\nabla_h$乘(12.1)式两边

$$\nabla_h\cdot\bar{\rho}\frac{\partial\vec{V}}{\partial t}+\nabla_h\cdot(2\overrightarrow{\bar{\rho}\omega}\times\vec{V})+\nabla_h\cdot\nabla p=\nabla_h\cdot\vec{R}\tag{12.2}$$

对(12.2)式取时间偏导数：

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\nabla_h\cdot\bar{\rho}\frac{\partial\vec{V}}{\partial t}\right)+\nabla_h\left(2\overrightarrow{\bar{\rho}\omega}\times\frac{\partial\vec{V}}{\partial t}\right)+\nabla_h\cdot\nabla\frac{\partial p}{\partial t}=\nabla_h\cdot\frac{\partial\vec{R}}{\partial t}\tag{12.3}$$

从连续方程可以得到：

$$\nabla_h\cdot\bar{\rho}\frac{\partial\vec{V}}{\partial t}=-\bar{\rho}\frac{\partial^2 w}{\partial z\partial t}\tag{12.4}$$

因为

$$\begin{aligned}\nabla_h\cdot(\vec{\omega}\times\vec{V})&=\frac{\partial}{\partial x}(w\omega_y-v\omega_z)+\frac{\partial}{\partial y}(u\omega_z-w\omega_x)-\vec{\omega}\cdot(\nabla\times\vec{V})=\\&\nabla\cdot(\vec{\omega}\times\vec{V})-\vec{V}\cdot(\nabla\times\omega)=\nabla\cdot(\vec{\omega}\times\vec{V})=\\&\frac{\partial}{\partial x}(w\omega_y-v\omega_z)+\frac{\partial}{\partial y}(u\omega_z-w\omega_x)+\frac{\partial}{\partial z}(v\omega_x-u\omega_y)\end{aligned}$$

所以：$\nabla_h\cdot(\vec{\omega}\times\vec{V})=-\vec{\omega}\cdot(\nabla\times\vec{V})-\frac{\partial}{\partial z}(v\omega_x-u\omega_y)$

$$2\bar{\rho}\nabla_h\cdot\left(\vec{\omega}\times\frac{\partial\vec{V}}{\partial t}\right)=-2\overrightarrow{\bar{\rho}\omega}\cdot\left(\nabla\times\frac{\partial\vec{V}}{\partial t}\right)-2\bar{\rho}\left[\frac{\partial^2}{\partial z\partial t}(v\omega_x-u\omega_y)\right]\tag{12.5}$$

故(12.3)式变为：

$$\begin{aligned}&\frac{\partial}{\partial t}\left(\nabla_h\times\bar{\rho}\frac{\partial\vec{V}}{\partial t}\right)-2\overrightarrow{\bar{\rho}\omega}\cdot\left(\nabla\times\frac{\partial\vec{V}}{\partial t}\right)-2\bar{\rho}\left[\frac{\partial^2}{\partial z\partial t}(v\omega_x-u\omega_y)\right]+\\&\nabla_h\cdot\nabla\frac{\partial p}{\partial t}=\nabla_h\cdot\frac{\partial\vec{R}}{\partial t}\end{aligned}\tag{12.6}$$

对(12.1)式，先取旋度，再乘 ω，因为$\nabla\times\nabla p=0$，故：

$$\begin{aligned}&\vec{\omega}\left(\nabla\times\bar{\rho}\frac{\partial\vec{V}}{\partial t}\right)+\vec{\omega}\cdot[\nabla\times 2\bar{\rho}(\vec{\omega}\times\vec{V})]+\vec{\omega}\cdot(\nabla\times\vec{k}\rho g)=\\&\overrightarrow{\bar{\rho}\omega}\cdot\left(\nabla\times\bar{\rho}\frac{\partial\vec{V}}{\partial t}\right)-\frac{\mathrm{d}\bar{\rho}}{\mathrm{d}z}\vec{\omega}\cdot\left(\vec{i}\frac{\partial v}{\partial t}-\vec{j}\frac{\partial u}{\partial t}\right)+2\overrightarrow{\bar{\rho}\omega}\cdot[\nabla\times(\vec{\omega}\times\vec{V})]+2\frac{\mathrm{d}\bar{\rho}}{\mathrm{d}z}\vec{\omega}\cdot\\&[\vec{i}(\omega_x w-\omega_z u)+\vec{j}(\omega_y w-\omega_z v)]+\vec{\omega}\cdot(\nabla\times\vec{k}\rho g)=\vec{\omega}\cdot(\nabla\times\vec{R})\end{aligned}\tag{12.7}$$

$(12.7)\times(-2)$，再整理得：

$$-2\,\overline{\rho}\vec{\omega}\cdot\left(\nabla\times\frac{\partial\vec{V}}{\partial t}\right)=4\,\overline{\rho}\vec{\omega}\cdot[\nabla\times(\vec{\omega}\times\vec{V})]+2\vec{\omega}\cdot\left\{\nabla\times\vec{k}\rho g-\nabla\times\vec{R}+\frac{\mathrm{d}\overline{\rho}}{\mathrm{d}z}\left[\vec{i}\left(\omega_x w-\omega_z u-\frac{\partial v}{\partial t}\right)+\vec{j}\left(\omega_y w-\omega_z v+\frac{\partial u}{\partial t}\right)\right]\right\}\tag{12.8}$$

将方程(12.4)、(12.5)、(12.8)代入(12.3)就得到：

$$-\overline{\rho}\frac{\partial^3 w}{\partial z\partial t^2}+4\,\overline{\rho}\vec{\omega}\cdot[\nabla\times(\vec{\omega}\times\vec{V})]+2\vec{\omega}\cdot\left\{\nabla\times\vec{k}\rho g-\nabla\times\vec{R}+\frac{\mathrm{d}\overline{\rho}}{\mathrm{d}z}\left[\vec{i}\left(\omega_x w-\omega_z u-\frac{\partial v}{\partial t}\right)+\vec{j}\left(\omega_y w-\omega_z v-\frac{\partial u}{\partial t}\right)\right]\right\}-2\,\overline{\rho}\frac{\partial^2}{\partial z\partial t}(v\omega_x-u\omega_y)+\nabla_h\nabla\frac{\partial p}{\partial t}=\nabla_h\cdot\frac{\partial\vec{R}}{\partial t}\tag{12.9}$$

或者改变一下符号得：

$$-\overline{\rho}\frac{\partial^3 w}{\partial z\partial t^2}+4\,\overline{\rho}\vec{\omega}\cdot[\nabla\times(\vec{\omega}\times\vec{V})-\nabla_h^2\cdot\frac{\partial p}{\partial t^2}=S$$

$$S=2\vec{\omega}\cdot\left\{\nabla\times\vec{k}g\rho-\nabla\times\vec{R}+\frac{\mathrm{d}\overline{\rho}}{\mathrm{d}z}\left[\vec{i}\left(\omega_x w-\omega_z u-\frac{\partial v}{\partial t}\right)\right]\right\}+2\vec{\omega}\cdot\left\{\frac{\mathrm{d}\overline{\rho}}{\mathrm{d}t}\left[\vec{j}\left(\omega_y w-\omega_z v+\frac{\partial u}{\partial t}\right)\right]\right\}-2\,\overline{\rho}\frac{\partial^2}{\partial z\partial t}(v\omega_x-u\omega_y)-\nabla_h\cdot\frac{\partial\vec{R}}{\partial t}\tag{12.10}$$

将方程(12.1)的 z 分量写出来：

$$\overline{\rho}\frac{\partial w}{\partial t}+2\,\overline{\rho}(v\omega_x-u\omega_y)+\frac{\partial p}{\partial z}+g\rho=R_z\tag{12.11}$$

将(12.11)再对时间求导数

$$\overline{\rho}\frac{\partial^2 w}{\partial t^2}+2\,\overline{\rho}\frac{\partial^2 p}{\partial z\partial t}+g\frac{\partial\rho}{\partial t}=\frac{\partial R_z}{\partial t}-2\,\overline{\rho}\frac{\partial}{\partial t}(v\omega_x-u\omega_y)\tag{12.12}$$

因为：$\rho=\overline{\rho}(z)+\rho'(x,y,z,t)$

$$\frac{\mathrm{d}\rho}{\mathrm{d}t}=\frac{\partial\rho'}{\partial t}+u\frac{\partial\rho'}{\partial x}+v\frac{\partial\rho'}{\partial y}+w\frac{\partial\rho'}{\partial z}+w\frac{\mathrm{d}\overline{\rho}}{\mathrm{d}z}=0$$

$$\frac{\partial\rho'}{\partial t}=-\vec{V}\cdot\nabla\rho'-w\frac{\mathrm{d}\overline{\rho}}{\mathrm{d}z},$$

用 ρ 代替 ρ'，于是：

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}=-\vec{V}\cdot\nabla\rho-w\frac{\mathrm{d}\overline{\rho}}{\mathrm{d}t}\tag{12.13}$$

(12.13)代入(12.12)

$$\bar{\rho}\frac{\partial^2 w}{\partial t^2}+\frac{\partial^2 p}{\partial z\partial t}-g\vec{V}\cdot\nabla\rho-gw\frac{\mathrm{d}\bar{\rho}}{\mathrm{d}z}=\frac{\partial R_z}{\partial t}-2\bar{\rho}\frac{\partial}{\partial t}(v\omega_x-u\omega_y) \tag{12.14}$$

将(12.14)取水平拉普拉斯，然后重新排列

$$-\nabla_h^2\frac{\partial^2 p}{\partial z\partial t}=\bar{\rho}\nabla_h^2\frac{\partial^2 w}{\partial t^2}-g\frac{\mathrm{d}\bar{\rho}}{\mathrm{d}z}\nabla_h^2 w-\nabla_h^2\Big[g(\vec{V}\cdot\nabla\rho)+\frac{\partial R_z}{\partial t}-2\bar{\rho}\frac{\partial}{\partial t}(v\omega_x-u\omega_y)\Big] \tag{12.15}$$

将(12.10)式再对 z 求导数

$$\bar{\rho}\frac{\partial^4 w}{\partial z^2\partial t^2}+\frac{\mathrm{d}\bar{\rho}}{\mathrm{d}z}\frac{\partial^3 w}{\partial z\partial t^2}-4\frac{\mathrm{d}\bar{\rho}}{\mathrm{d}z}\vec{\omega}\cdot[\nabla\times(\vec{\omega}\times\vec{V})]-4\overline{\rho}\vec{\omega}\cdot\Big[\nabla\times\Big(\vec{\omega}\times\frac{\partial\vec{V}}{\partial z}\Big)\Big]-\nabla_h^2\frac{\partial^2 p}{\partial z\partial t}=\frac{\partial S}{\partial z} \tag{12.16}$$

将(12.15)代入(12.16)式，同除$\bar{\rho}$，令 $N^2=-\frac{g}{\bar{\rho}}\frac{\mathrm{d}\bar{\rho}}{\mathrm{d}z}$

$$\nabla^2\frac{\partial^2 w}{\partial t^2}+N^2\nabla_h^2 w+4\frac{N^2}{g}\vec{\omega}\cdot[\nabla\times(\vec{\omega}\times\vec{V})]-4\vec{\omega}\cdot\Big[\nabla\times\Big(\vec{\omega}\times\frac{\partial\vec{V}}{\partial z}\Big)\Big]-\frac{N^2}{g}\frac{\partial^3 w}{\partial z\partial t^2}=Q \tag{12.17}$$

$$\begin{aligned}Q=&\frac{1}{\bar{\rho}}\frac{\partial S}{\partial z}+\frac{1}{\bar{\rho}}\nabla_h^2\Big[g(\vec{V}\cdot\nabla\rho)+\frac{\partial R_z}{\partial t}-2\bar{\rho}\frac{\partial}{\partial t}(v\omega_x-u\omega_y)\Big]=\\&\frac{1}{\bar{\rho}}\frac{\partial}{\partial z}(2\vec{\omega}\cdot\{\nabla\times\vec{k}g\rho-\nabla\times[\mu\nabla^2\vec{V}-\bar{\rho}(\vec{V}\cdot\nabla)\vec{V}+\vec{F}]\})+\\&\frac{1}{\bar{\rho}}\frac{\partial}{\partial z}\Big(2\vec{\omega}\cdot\Big\{\frac{\mathrm{d}\bar{\rho}}{\mathrm{d}z}\Big[\vec{i}\Big(\omega_x w-\omega_z u-\frac{\partial v}{\partial t}\Big)+\vec{j}\Big(\omega_y w-\omega_z v+\frac{\partial u}{\partial t}\Big)\Big]\Big\}\Big)-\\&\frac{1}{\bar{\rho}}\frac{\partial}{\partial z}\Big\{2\bar{\rho}\frac{\partial^2}{\partial z\partial t}(\omega_x v-\omega_y u)+\nabla_h\cdot\frac{\partial}{\partial t}\mu\nabla^2\vec{V}\Big\}-\\&\frac{1}{\bar{\rho}}\frac{\partial}{\partial z}\{\bar{\rho}(\vec{V}\cdot\nabla)\vec{V}+\vec{F}\}+\\&\frac{1}{\bar{\rho}}\nabla_h^2\Big\{g(\vec{V}\cdot\nabla\rho)+\frac{\partial}{\partial t}[\mu\nabla^2\vec{V}-\bar{\rho}(\vec{V}\cdot\nabla)\vec{V}+\vec{F}]_z\Big\}-\\&\frac{1}{\bar{\rho}}\nabla_h^2\Big\{2\bar{\rho}\frac{\partial}{\partial t}(\omega_x v-\omega_y u)\Big\}\end{aligned}$$

如果令：$2\vec{\omega}=\vec{k}2\omega_z=\vec{k}f$，$u=0$，$(\vec{V}\cdot\nabla)\vec{V}=0$(略去非线性项)，$\vec{V}\cdot\nabla\rho=0$，$\vec{V}$ 去掉不随时间变化的项。

于是(12.17)式变为：

$$\nabla^2 \frac{\partial^2 W}{\partial t^2} + N^2 \nabla_h^2 w + f^2 \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} - \frac{N^2}{g}\left(\frac{\partial^3 w}{\partial z \partial t^2} + f^2 \frac{\partial w}{\partial z}\right) =$$

$$-\frac{1}{\bar{\rho}}\left[f\left(\nabla \cdot \frac{\partial F}{\partial z}\right)_z + \nabla_h \cdot \frac{\partial^2 \vec{F}}{\partial z \partial t} - \nabla_h^2 \frac{\partial F_z}{\partial t}\right]$$

令 $Q = 0$,假定在惯性项中 $\bar{\rho}$ 用一个常量 ρ_0 来置换,(12.17) 式第 3、5 项消失,变为:

$$\frac{\partial}{\partial t^2} \nabla^2 w + N^2 \nabla_h^2 w - 4\vec{\omega} \cdot \left[\nabla \times \left(\vec{\omega} \times \frac{\partial \vec{V}}{\partial z}\right)\right] = 0$$

第十三章 海洋锋

第一节 海洋锋的分类和定义

锋面所在区域，动量、热量和水汽等的交换异常活跃，在海气相互作用过程中，对大气和气候的影响很大。这里不仅是海上风暴的易生区，而且对海雾的形成亦有着重要影响。锋区是浮游植物繁生、海洋生产力高的海域。海洋锋常与重要的渔场分布一致，其强度与鱼获量的关系十分密切。因此，海洋锋的研究为鱼情预报将提供重要的环境参数。此外，锋区异常的水文状况，又将直接或间接地影响水下声学通讯。显然，这是从事反潜和水下战术研究的海军将士们所十分关心的问题。

一、海洋锋定义

锋代表了水平方向上毗连、而性质不同的水团之间的边界，在海洋动力学中起着重要的作用。锋带是辐合区，并有相当强烈的垂直运动。锋可以用温度、盐度、密度、速度、海况、叶绿素等要素的水平梯度和(或)更高阶微商的特征来描述。海洋锋的规模可以小至几分之一米，

大至全球范围的所有空间尺度。

二、锋的分类

锋存在于海洋的表层、中层和近底层，可分为以下八类：

1. 行星尺度锋

通常与表层 Ekman 输送的辐合有关，远离大洋的主要边界，如南大洋的亚热带辐合带和极地锋等。

2. 强西边界流的边缘锋

由于热带的高温高盐水向高纬度侵入而形成。如黑潮、湾流的边缘锋。

3. 陆架坡折锋

形成于陆架水和陆坡水的边界处。例如，中国东海大陆架与黑潮毗邻区出现此类锋。

4. 上升流锋

通常在沿岸上升流区域形成。也可以说是与沿岸风应力有关的表层 Ekman 离岸输送的结果。如美国、秘鲁、西北非和西南非的西海岸，中国东海舟山群岛东缘都存在这种锋。

5. 羽状锋

出现于江、河水流入沿岸水域的边界处。如亚马孙河、哥伦比亚河、黄河、长江等河口区。

6. 浅海锋

锋通常位于风和潮汐充分混合的近岸浅水与密度成层的外海深水之间交界处。因此，浅海锋多在内陆海、岛屿、海岸和浅滩附近形成。锋面可由海面温度的激烈变化区划分出，它们在卫星的红外照片上清晰可见。

测定浅海锋的一种简便方法是采用层化参数：

$$S_h = \lg(h/V^3)$$

式中 h 是水深，单位是 m；V 是平均大潮的表面流速，单位是 m/s。这个参数是维持充分混合条件所需要的能量（该能量与深度成正比）与潮汐耗散的能量（该能量与 V^3 成正比）之比值。低 S_h 值代表水在垂直方向上充分混合。

7. 河口锋

河流入海径流与海水之间形成的锋面，形如椰菜花。因此，又称河羽锋。

8. 岬角锋

在近岸突入海中的岬角前缘。与岬角、海滩和岛屿周围绕流有关。

这些锋都具有共同的持续性，持续时间为数小时至数月。平行于锋的流分量在垂直于锋的方向上常有强烈的水平切变。这种切变对大尺度锋来说可能处于地转平衡状态，但是，浅海小尺度锋附近的流，受局地加速度、底应力和界面摩擦力的影响可能要比科氏力强得多。

三、研究锋的重要性

海洋锋对环境方面的影响是十分重要的。单侧或双侧海面辐合，能十分有效地聚集飘浮碎屑及其他颗粒物质。已测得辐合带中重金属的浓度比污染的沿岸水域中的本底浓度大2或3个数量级。油膜常常排列在海面辐合带上，无论在水平方向还是垂直方向都影响漏油的扩散。

了解持久的局地锋的特征，对于下水道和发电厂热污水出口的设计与选位，海上石油平台的选位，以及包括放射性废料在内的海洋污染物的倾弃也是重要的。

持久的锋带的位置对承担海上搜巡拯救任务的机构可能有重要的意义。因为小船、游泳者和死尸很容易被带到辐合带中去。沿岸锋区中海雾，在一定条件下对航海是有害的。

为了制订最大渔获量的捕捞计划，需要有关海洋锋位置的详细资料，因为那里总是生物的高生产力区。在锋带附近稳定的水体中，常常出现浮游植物的大量繁殖，在适宜条件下可能发展成有毒的赤潮。此外，大陆架上的鱼类活动规律也可能与沿岸锋的时空尺度有关。人们都知道，鱼群是朝锋区游动的，那里是漂浮的颗粒有机质丰富的区域。遗憾的是这些区域常常也是污染比较严重的海区。

水声学家通过实地观测和理论研究，证实了外海锋确实起着声学透镜的作用，锋带是环境噪声异常强烈的区域。

第二节　岬角锋

一、岬角锋的特征

与岬角、海滩和岛屿周围的绕流有关。一般来说，后者可能不是非潮汐环流的共同特征。因此，区分潮锋与浅海锋的主要依据是他们短的特征长度与时间尺度。一般来说，岬角锋可以在一个潮汐周期内完成发生和消失的全过程。因此，只要其消失是彻底的，其长度尺度就不会超过一个潮程。另一方面，岬角锋具有其他表面锋的共同特征（如表面辐合、锋射流、泡沫线、海况变化和水色变化等）。

二、岬角锋的生成

岬角附近的强潮流会引起层化参数 $\lg(h/V^3)$ 在局部地区出现最小值。因此，如果岸外存在层化条件，而岬角附近就可能迅速地向充分混合状态转变。

即使岸外不存在层化状况，由于岬角附近潮汐余流的影响，也可能出现锋的特征。邻近海湾流出的淡而暖（冬季是冷的）的水将向岬角外流动，在近岸水和外海水之间形成锋。与岬角有关的强水平切变和射流也会增大不同水团之间的水平梯度，且锋的特征也会随密度梯度的增加而增加（见图 13.2-1）。图 13.2-1(a) 中给出了取样断面（取样点为 2、3、4、5、6）、深度、射流中心和海面辐合的平均位置，(b) 给出了垂直于表面锋的潮流速度。

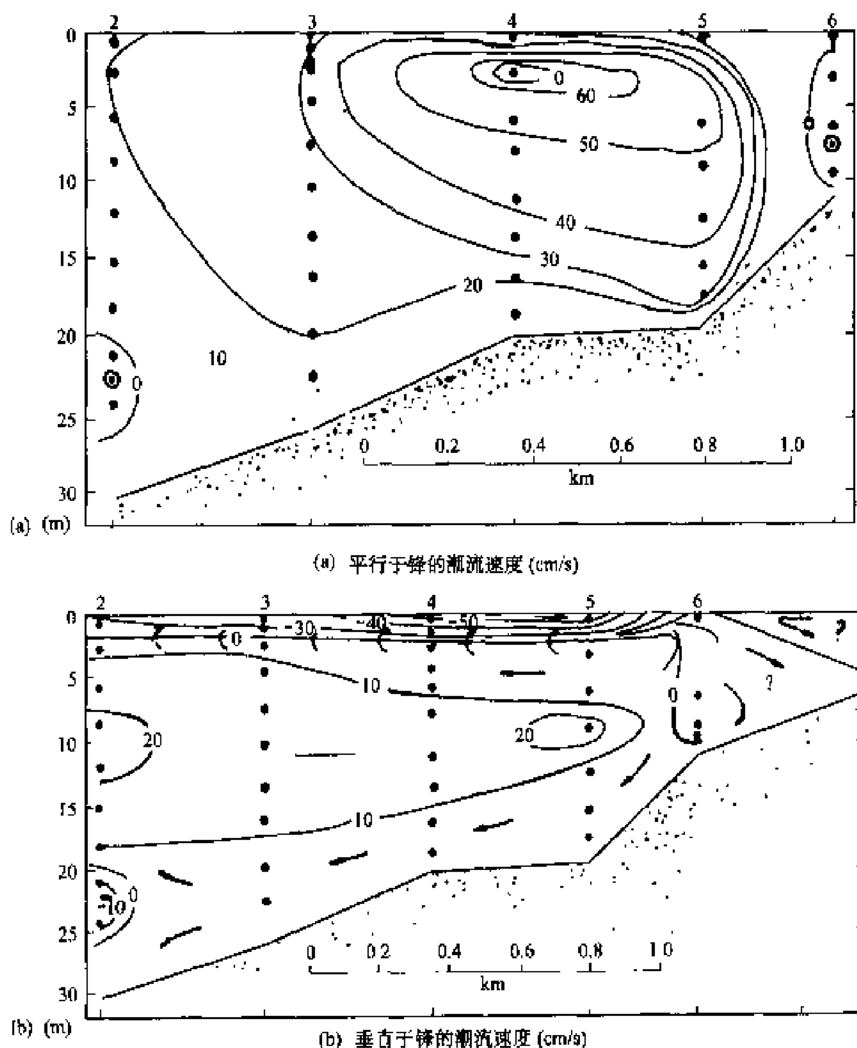


图 13.2-1　长岛海峡荒角附近岬角锋及表面锋附近的潮流速度

(Bowman and Esaias, 1977)

该区叶绿素 a 的表层分布特征(未给出),是高浓度中心位于射流中心。它表明,高浓度浮游植物被带入到这里。

第三节　浅海锋

这种锋位于风和潮汐充分混合的近岸浅水与密度成层的外海水之间。由图 13.3-1 可以看出,这种浅海锋的形成机制和结构。

1. 图 13.3-1(a)表示,在靠近海岸处,水浅且潮流又比外海强,在海岸、海底的摩擦力作用下,很容易出现湍流,形成温度和盐度的均一层;外海虽然水比近岸深,但是近海底处受潮流影响,仍然会形成近底的均匀层。于是形成浅海锋。在海面上它是沿着海岸方向分布的一个条带,从表层向下则逐渐向外海加深。由于浅海锋形成主要动力因素是潮流,所以浅海锋又称为潮锋。

2. 图 13.3-1(b) 中给出浅海锋的锋面、结构与环流。在近岸浅水一边,形成上升流,在锋面处海水辐合形成下降流。锋面处是动力不稳定区域,少量水体离开地转平衡,形成许多涡旋,有的已经离开锋面,变成孤立涡。

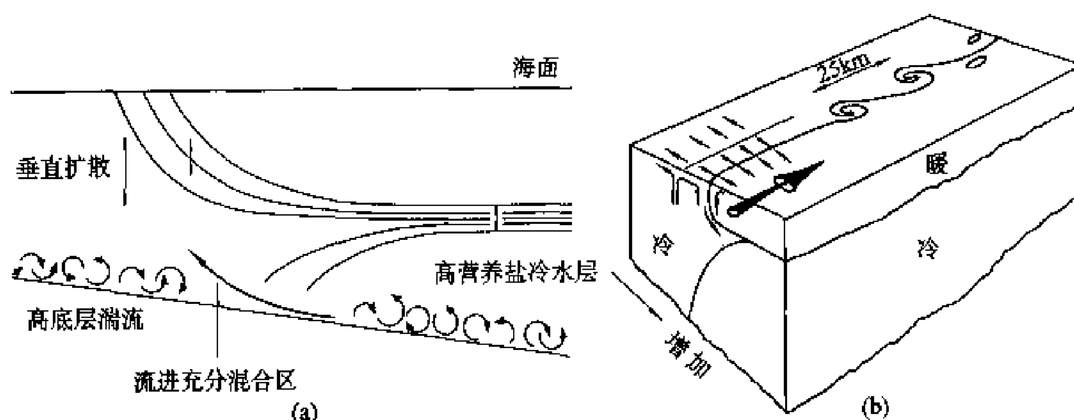


图 13.3-1　浅海锋的分布特征(Simpson,1981)

浅海锋中有较高的生产力。其产生机制是这样:在大潮期间(月球朔望)潮流速度大,用于破坏海水层化的涡动能量就多,这时锋面就向深海移动,并且厚度变薄。相反,在小潮期间(月球上下弦),潮流速度小,用于破坏海水层化的涡动能量就少,于是锋面就向岸边移动,垂直方向厚度加深。锋面附近水体不断有营养盐向其中输送,因此生物量增多。图 13.3-2 给出浅海锋中温度和叶绿素浓度的分布。从图中可以看出,锋面中叶绿素浓度显著高于两边 3 ~ 4 倍。

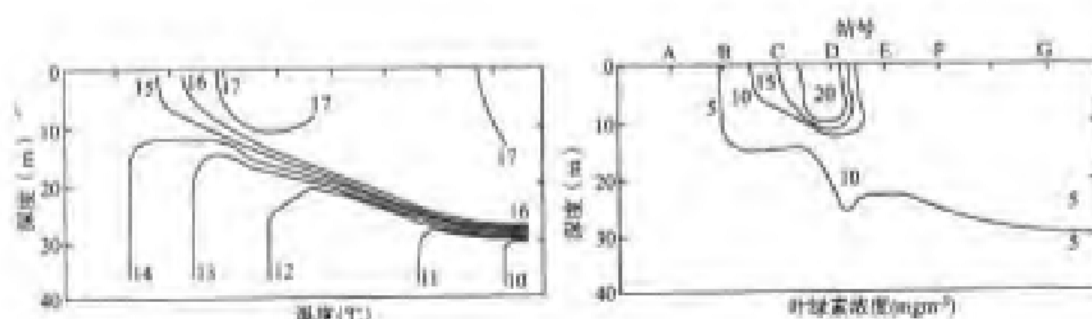


图 13.3-2 位于英吉利海峡口门处 Ushant 锋面中温度和叶绿素分布(Pingree,1975)

第四节 河口锋

一、形成

在河水与河水流入的海水之间混合的区域,常常会形成羽状锋。排出水以漂浮的羽状在接受水体上扩散(图 13.4-1)。

如果没有来自下伏水的挟带和界面间摩擦,羽状就会像一个稳定的薄片,无限制地扩展开来。但是界面摩擦迟滞了这种扩散进程。从而在这些羽状的前缘上形成明显的锋面边界。

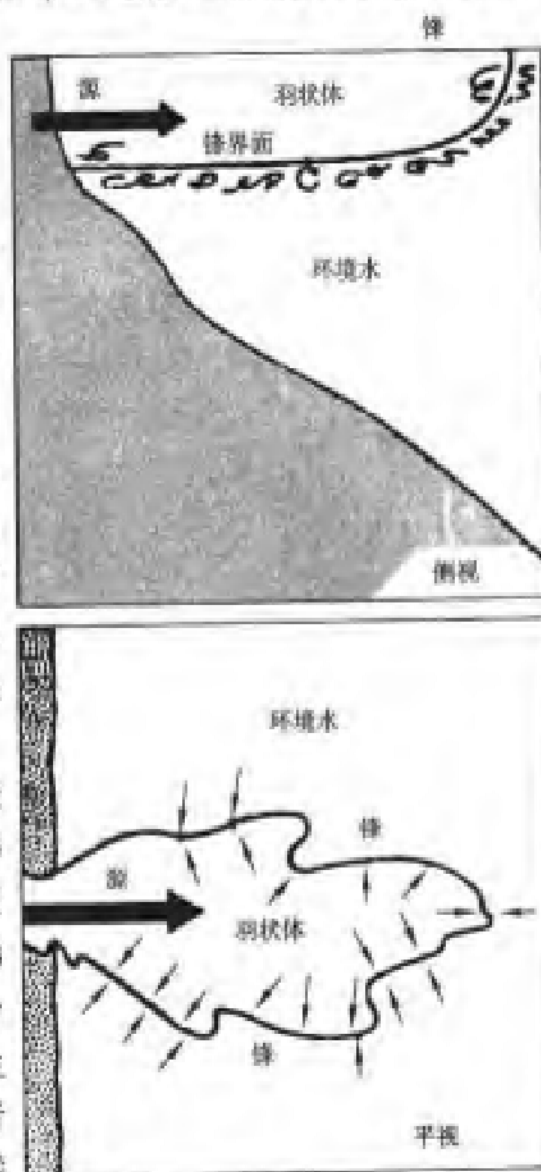


图 13.4-1 羽状锋示意图

锋生作用的驱动机制,是由较轻水在海面堆积、倾斜而产生的压强梯度,以及分隔羽状的下伏环境水的反方向界面倾斜而产生的水平压强梯度共同引起的。只有当这两个水体合流,锋才会持久存在,这种合流发生机制,或者是原排出水的驱动,或者是环境水在潮汐或风力或者两者联合作用下,发生辐合而引起。与河口锋不同,只要水体足够深而海底混合

非常弱时，浅的羽状锋就应该不依赖于等深线，而在各个方向四散开来。

对于低流量河口，如果存在强大的往复潮流，那么，只有在河口退潮时，才会形成有代表性的沿岸羽状锋。当河口开始涨潮时，整个羽状锋倾斜发生逆变，锋迅速消散。这一作用从河口向外海许多公里的范围内都能观测到。

二、结构

河口锋通常与河口轴平行，轴向延伸可达数十公里。锋的界面朝河口或水道中心区的下方倾斜。它们形成于岸边浅水域。在那里潮汐产生的海底湍流混合非常强，足以破坏任何垂直层化现象(图 13.4-2)，所以参数 $\lg(h/V^3)$ 对局地河口锋同样是有用的。

远岸深水中持续存在的层化现象，可能是由于侧向来的径流或降水超过蒸发，或两者兼有的原因，使表面海水密度变低所致。在增温季节，日照将使表层水密度变得更低。

涨潮时，锋常常减弱或消失。这类锋一旦形成，就可能被平流送离它们的源区且继续存在，直到两侧的位能差转变为动能然后被耗尽为止。

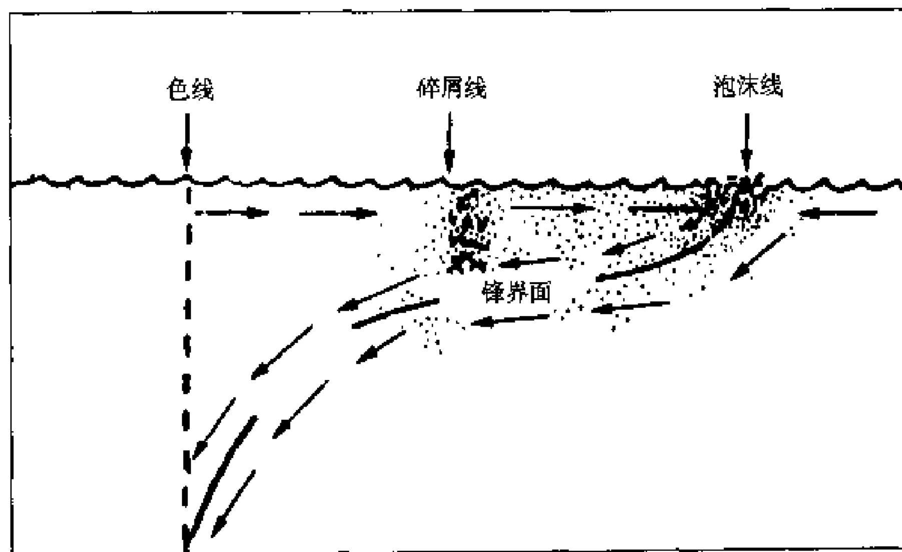


图 13.4-2 河口锋断面示意图

(Klemas and Polis, 1977)

图 13.4-2 给出了河口锋的断面示意图，从图中可以看出，有三个分界线：

1. 色线。位于等密度面迅速下降区，其颜色是由上升的水产生特殊的谱移所致。

2. 碎屑线。大的漂浮物在锋面附近被方向相反的海流聚集。

3. 泡沫线。位于表面辐合带。

由于锋面倾斜率可达 10^{-2},故三条界限可相隔数十米。与这些锋有关的约为10～20 cm/s的强大辐合速度,对于积聚漂浮物质和碎屑是非常有效的。

Klemas和Polis等人发现,特拉华湾锋区内铬、铜、铅、汞、银和锌等重金属浓度要比本底值高三个数量级。

三、河口羽状流的生物意义

河口羽状流对沿岸物理与生物过程的空间和时间影响,取决于河流排水的多少和类型。在亚得亚海中长约100 km的尺度上,可观测到波河的影响(N. Revelante和M. Glimartin, 1976)。密西西比河(Riley, 1937)和哥伦比亚河(G. C. Anderson, 1964)对近岸环境的影响,可长达400 km左右,而亚马孙河可达1 000 km(J. H. Ryther, D. W. Menzel和N. Colwin, 1967)。

与河口锋相反,河口羽状效应的时间尺度依季节排放形式和水体稳定性而变,量级为数周到数月。河口羽状水,可通过对透光带内营养物的富集,促使局地浮游生物的生长,或者通过平流,把浮游生物从河口附近的生长茂密区输送到近岸水域。

四、羽状锋的动力学特征

下面按照C. B. Officer(1976)提出的方法,来研究锋的动力特征。坐标系中,y轴为横锋的方向,z轴向下为正,ρ_1和ρ_2分别为表层密度和下层密度(两者近似看成常数)(图13.4-3)。

低密度海水堆积引起海面升高为ζ_1,锋界面深度为ζ_2,因此上层总深度为$\zeta_2-\zeta_1$,总水深为常数h,上、下层横锋方向流速分别为V_1和V_2。

不存在旋转(即忽略科氏效应),这就意味着C. G. Rossby数$V_2/f\bar{y}$要比1大得多(式中f为科氏参数,y为锋的横向长度)。

假定横锋的速度和速度梯度足够小,与内摩擦项相比,非线性惯性项可忽略不计,再假定沿锋向速度是不变的,就能把横向(横穿锋的)地转力看作表面倾斜项的校正项,内摩擦力则通过一个不变的垂直湍动粘滞系数A_z以参数化。

在稳定状态下,横穿锋方向的运动方程可简化为:

$$\frac{\partial p_1}{\partial y} = \rho_1 A_z \frac{\partial^2 V_1}{\partial z^2} \tag{13.4-1}$$

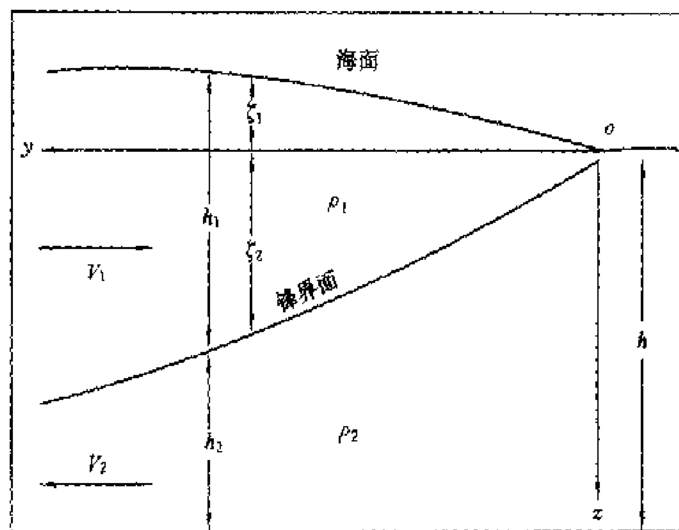


图 13.4-3　原点在(0,0)的表面锋横锋坐标系统

$$\frac{\partial p_2}{\partial y} = \rho_2 A_z \frac{\partial^2 V_2}{\partial z^2} \tag{13.4-2}$$

流体静力方程为：

$$\begin{cases} p_1 = \rho_1 g(z - \zeta_1) \\ p_2 = \rho_1 g(\zeta_2 - \zeta_1) + \rho_2 g(z - \zeta_2) \end{cases} \tag{13.4-3}$$

上下层的连续方程为：

$$\int_0^{h_1} V_1 \mathrm{d}z = 0$$

$$\int_{h_1}^{h} V_2 \mathrm{d}z = q = \text{const}$$

海底无滑动，海面无风应力，则边界条件为：

$\dfrac{\partial V_1}{\partial z} = 0, z = 0$　（无表面风应力）

$V_2 = 0, z = h$　（海底速度为零）

$V_1 = V_2, z = h_1$　（锋界面上无滑动）

$\dfrac{\partial V_1}{\partial z} = \dfrac{\partial V_2}{\partial z}, z = h_1$　（锋界面上应力连续）

将(13.4-3)式代入(13.4-1)，(13.4-2)式中得：

$$\begin{cases} -\rho_1 g \dfrac{\partial \zeta_1}{\partial y} = \rho_1 A_z \dfrac{\partial^2 V_1}{\partial z^2} \\ \rho_1 g \dfrac{\partial \zeta_2}{\partial y} - \rho_1 g \dfrac{\partial \zeta_1}{\partial y} - \rho_2 g \dfrac{\partial \zeta_2}{\partial y} = \rho_2 A_z \dfrac{\partial^2 V_2}{\partial z^2} \end{cases} \tag{13.4-4}$$

进一步将(13.4-4)式简化

$$\begin{cases} -g \dfrac{\partial \zeta_1}{\partial y} = A_z \dfrac{\partial^2 V_1}{\partial z^2} \\ -\beta g \dfrac{\partial \zeta_2}{\partial y} - g \dfrac{\partial \zeta_1}{\partial y} = A_z \dfrac{\partial^2 V_2}{\partial z^2} \end{cases} \tag{13.4-5}$$

式中 $\beta = \dfrac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2}, \dfrac{\rho_1}{\rho_2} \approx 1$ 或 $\rho_2/\rho_1 \to 1$

令:$g \dfrac{\partial \zeta_1}{\partial y}/A_z = A, \left(\beta g \dfrac{\partial \zeta_2}{\partial y} + g \dfrac{\partial \zeta_1}{\partial y}\right)/A_z = B$

对(13.4-5)式求积分:

$$\begin{cases} V_1 = -\dfrac{1}{2}Az^2 + C_1 z + C_2 \\ V_2 = -\dfrac{1}{2}Bz^2 + C_3 z + C_4 \end{cases} \tag{13.4-6}$$

利用$\int_0^{h_1} V_1 \mathrm{d}z = 0, \left.\dfrac{\partial V_1}{\partial z}\right|_{z=0} = 0$

从(13.4-6)式得到:$C_1 = 0, C_2 = \dfrac{1}{6}Ah_1^2$

利用 $V_{2|z=h} = 0$ 和 $V_1 = V_{2|z=h_1}$

从(13.4-6)式得到:

$$C_3 = \frac{\frac{1}{2}Bh^2 - \frac{1}{6}(3B - 2A)h_1^2}{(h - h_1)}$$
$$C_4 = \frac{1}{2}Bh^2 - \frac{\frac{1}{2}Bh^3 - \frac{1}{6}(3B - 2A)hh_1^2}{(h - h_1)} \tag{13.4-7}$$

现在再来求 A、B

利用$\left.\dfrac{\partial V_1}{\partial z} = \dfrac{\partial V_2}{\partial z}\right|_{z=h_1}$求得:

$$B(h - h_1)^2 = -\frac{2}{3}Ah_1(3h - 2h_1) \tag{13.4-8}$$

利用$\int_{h_1}^{h} V_2 \mathrm{d}z = q =$ 常量,求得:

$$2q = \frac{1}{6}B(h - h_1)^3 - \frac{1}{3}Ah_1^2(h - h_1) \tag{13.4-9}$$

用(13.4-8)、(13.4-9)式联立求解可得：

$$A = \frac{-18q}{h_1(h - h_1)(3h + h_1)}$$

$$B = \frac{12(3h - 2h_1) \cdot q}{(h - h_1)^3(3h + h_1)} \tag{13.4-10}$$

根据

$$\left(\beta g \frac{\partial \zeta_2}{\partial y} + g \frac{\partial \zeta_1}{\partial y}\right) \Big/ A_z = B$$

$$\left(g \frac{\partial \zeta_1}{\partial y}\right) \Big/ A_z = A$$

可求出垂直涡动粘滞系数 A_z 为

$$A_z = \frac{3g\beta}{A}\left[\frac{(h - h_1)^2}{3h^2 - h_1^2} \cdot \frac{\partial \zeta_2}{\partial y}\right]$$

同样可以积分该方程得到隐式界面方程 $\zeta_2(y)$

$$y = \frac{g\beta h^4 n^2}{12qA_z}\left[1 - \frac{16}{9}n + \frac{14}{12}n^2 + \cdots\cdots\right]$$

式中 $n = \zeta_2/h$ 归一化深度，锋的形状在表面附近呈抛物线型，起点在原点，锋的斜率变为无穷，随深度增加锋的斜率逐渐趋于线性。

为了导出上面所要的解析解，文中做了许多简化和假设，虽然，这些结果对于阐明问题是有用的，但要弄清这些假设的确实程度，还必须进行深入的研究。

具体来说，稳态锋是很少的，纵向流动可能是合流，也可能是分流，科氏效应也可能不能忽略，垂直涡流粘滞系数在高度层化的流中肯定不是常数，界面摩擦及挟带现象也需要进一步研究。

第五节　上升流锋

风生离岸输送的表层水导致沿岸上升流，冷的、富营养盐的底层水上升到表层并与表层水一起做离岸运动，不断挤压外面暖而少营养盐的海水产生下降运动，并形成锋面。开始锋面靠近海岸，然后向外海移动，到一定位置，上升的水和下降的水达到平衡，这时锋面不动。当风力减弱，锋面也相应减弱并消失。

图 13.5-1 给出上升流锋的内部结构。图 13.5-1(a)是北半球大洋东边界上升流产生模式。风是对着观测者吹，因此 Ekman 输送由岸指向外海。导致

上升流产生，密度等值线由于上升流的影响，呈向上倾斜的分布。但是，近岸Ekman输送多，外海Ekman输送少，因此在C点海水辐合，形成下降流；D点海水辐散，再次出现上升流。

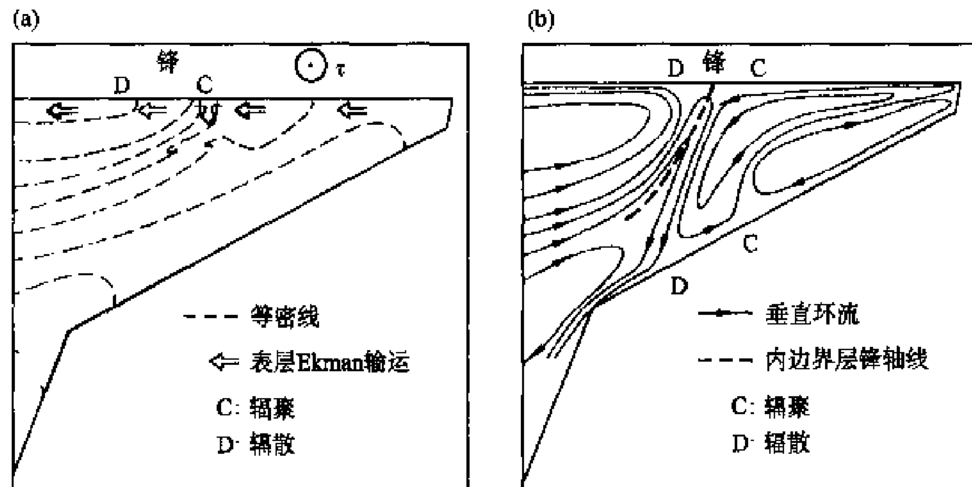


图 13.5-1 北半球大洋东边界上升流锋内部结构

图13.5-1(b)表明，C、D之间出现上升流锋，在垂直剖面上，形成四个涡旋：最靠近海岸是反气旋涡，它是由于近岸上升流受海岸摩擦引起的；近岸和C点之间气旋涡，它是侧向Ekman输送受到海洋锋下沉影响形成的；D点向外又是一个气旋涡，Ekman侧向输送是其直接原因；深层的反气旋涡，是上升流受到下沉水体影响形成。

图13.5-2是海南岛东部沿19° N断面夏季的盐度分布。由图可以看出，112° E附近，是上升流区域，中心盐度34.65，上升流的高盐水明显影响到40 m水层。有两个明显的下降流区：一个位于111° E附近，另一个位于113° E区域，各与上升流中心相距100 km。近岸下降流强度弱，远岸的下降流强度大，影响范围可以直达海底。300 m以下广泛分布34.5的低盐水，最低盐度为34.4，甚至切断近岸上升流的底层水的来源。上升流锋表层不明显，30 m层以下，才逐渐明显起来。一个位于113°10′ E，另一个位于112° E附近。由此可见，上升流锋要比其他锋复杂的多。

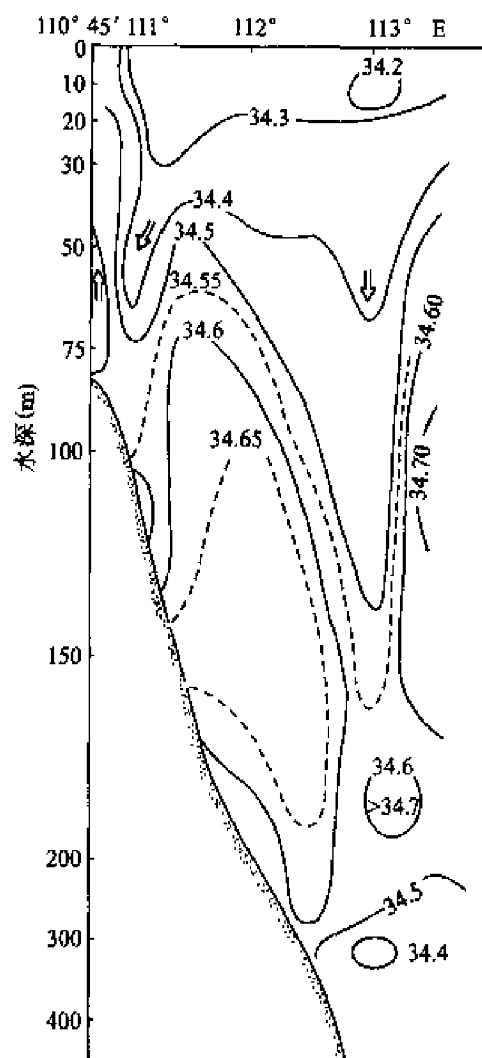


图 13.5-2 海南岛东部 19° N 断面夏季的盐度分布
(郭飞、侍茂崇,1996)

第六节 陆架坡折锋

在大陆架边缘,由于地形的变化,也会形成锋面。例如,东中国海的陆架边缘、美国东北部的陆坡上缘都存在这种锋面。

Flagg 和 Beardsley(1975)给出罗德岛南面横越陆架的温、盐、密度断面分布(图 13.6-1)。由图 13.6-1 中可以看出,充分混合的陆架水,温度为 5～10℃,盐度为 32.6～34.4。而远岸水是层化的,表层水温度为 14～16℃,盐度为 36。在陆架边缘形成明显的锋面。

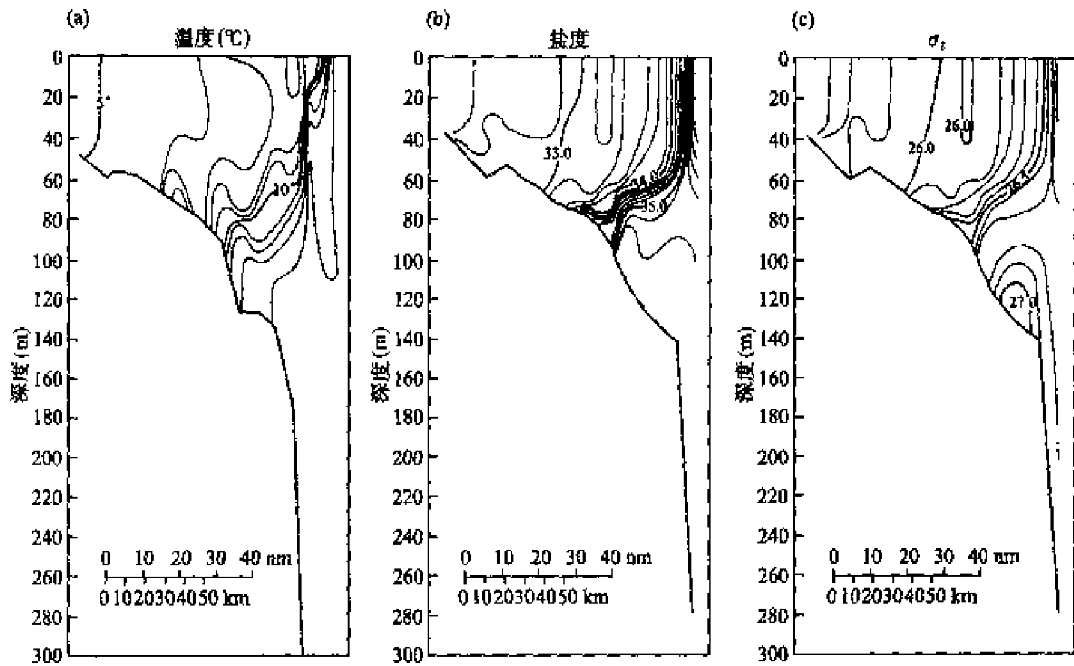


图 13.6-1 1974 年 4 月罗德岛南面横越陆架的温、盐、密度断面(Flagg and Beardsley, 1975)

黑潮通过苏沃一与那国间水道进入东海后,其西侧与东海陆架水相汇,形成明显的海洋锋,即东海黑潮锋(图 13.6-2)。

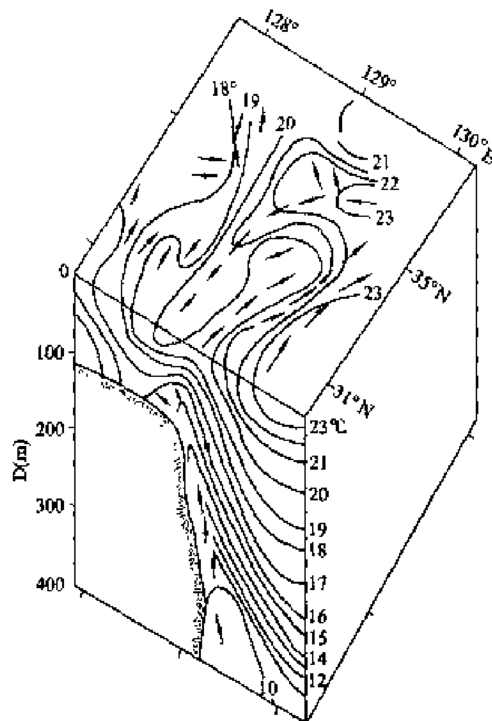


图 13.6-2 东海黑潮锋涡旋特征
(郑义芳、郭炳火等,1992)

由图(13.6-2)可以看出，在大陆坡附近，黑潮水沿着陆坡向上爬升，形成近表层较大的温度梯度，这是陆坡锋形成的基本机制。在水平方向，受地形影响，黑潮路径产生弯曲，因此锋面形成许多中尺度涡。

第七节　锋动力学和锋生

到目前为止，海洋锋动力学还没有完全建立起来。但是有一点是很清楚的：有几种类型的海洋锋具有不同的动力过程。地转流中的密度锋是一个重要的例子。地转流中的密度锋可能与外陆架、陆坡和开阔海所发现的密度锋相差不多，我们的目的是要说明这种情况中哪些因子可以影响横向环流。把锋产生(锋生)的依时模式公式化是可能的，因为锋生与时间有关，并为非弥散性质。但稳态锋模式和锋消模式则需要弥散项(既要求依赖时间，又要考虑弥散)。因此，为了讨论具有普遍性，在公式中既包含弥散项，又包含了随时间的变化项。

一、运动方程

假定锋沿 y 轴取向，那么海洋内部(远离海面或海底边界层)旋转的(f 平面)层化海水的简化方程组为：

$$-fv=-\frac{1}{\rho_0}\partial_x p \tag{13.7-1}$$

$$\partial_t v+u\partial_x v+w\partial_z v+fu=-\frac{1}{\rho_0}\partial_y p+\partial_z(A_z\partial_z v) \tag{13.7-2}$$

$$0=-\frac{1}{\rho_0}\partial_z p+b \tag{13.7-3}$$

$$\partial_x u+\partial_z w=0 \tag{13.7-4}$$

$$\partial_t b+u\partial_x b+w\partial_z b=\partial_z(k_z\partial_z b) \tag{13.7-5}$$

式中 b 为浮力，$\partial_i=\frac{\partial}{\partial_i}$。其他变量都是标准的参数，其中包括科氏参数 f，垂直涡动粘滞系数 A_z 和垂直涡动扩散系数 k_z。这些方程是在假定沿锋尺度远大于横锋尺度、横锋速度远小于沿锋速度的条件下得到的。

由(13.7-1)和(13.7-3)式可知，沿锋的流动处于地转平衡，而垂直方向则处于流体静力学平衡。物理复杂性都在(13.7-2)和(13.7-5)式中。特别(13.7-2)式，在横锋速度驱动下，它包含有沿锋流的局地和平流加速度(非线性项)、沿锋的压强梯度和沿锋动量垂直混和。在局地 Rossby 数$\left(\frac{\partial v}{\partial x}\Big/f\right)$和里

查森数$\frac{\partial b}{\partial z}\Big/\left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)^2=\frac{f^2}{\frac{\partial b}{\partial z}\cdot\left(\frac{\partial z}{\partial x}\Big/b\right)^2}$量级为1的条件下，锋带中非线性才是重要的。

有几种情况可用该方程组得出。例如，作为一般情况，假定 v 和 b 为(x,z,t)的已知函数，给出$\frac{\partial p}{\partial y}$，并估算出摩擦项，那么，根据(13.7-2)和(13.7-5)式不能得到 u 和 w 的诊断解(代数解)。这样，连续方程(13.7-4)就作为约束条件，即作为横锋流的连续条件。再举一个有较强说服力的例子：既然(13.7-1)和(13.7-3)式表示热成风关系式$\left(f\frac{\partial v}{\partial z}=\frac{\partial b}{\partial x}\right)$，适用于任何时间，那么，只要交叉微分(13.7-2)和(13.7-5)式就能够消去时间相关项：

$$\partial_z[uf(f+\partial_x v)+wf\partial_z v]-\partial_x[u\partial_x b+w\partial_z b]=\partial_z[\partial_z(A_z f\partial_z v)-\partial_x(k_z\partial_z b)] \tag{13.7-6}$$

式中假定沿锋方向压强梯度为正压(即随深度的变化是均匀的)。为了方便起见，引进流函数 ψ 和类压函数 Q，即：

$$u=-\partial_z\psi,\ w=\partial_x\psi;\ Q=\frac{p(x,z)}{\rho_0}+\frac{f^2x^2}{2}$$

$$f(f+\partial_x v)=\partial_{xx}^2 Q,$$

$$f\partial_z v=\partial_{xz}^2 Q=\partial_x b,\ \partial_z b=\partial_{zz}^2 Q$$

这样(13.7-6)式就简化为：

$$\partial_{xx}^2 Q\partial_{zz}^2\psi-2\partial_{xz}^2 Q\partial_{xz}^2\psi+\partial_{zz}^2 Q\partial_{xx}^2\psi=-\partial_z[\partial_z(A_z\partial_{xz}^2 Q)-\partial_x(k_z\partial_{zz}^2 Q)] \tag{13.7-7}$$

二、讨论

1．由于 Q 对 x、z 的偏微商中微商次序的互换性，故含有 ψ 的一阶偏微商的各项互相相消而等于零。

2．$A_z=k_z=$ 常数是等式右边等于零的充分条件。

3．如果 $\Delta=\partial_{zz}^2 Q\partial_{xx}^2 Q-(\partial_{xz}^2 Q)^2>0$(通常情况)，则这是一个 ψ 的椭圆问题。式中 Δ 实际上是绝对位涡度($\Delta<0$ 是对称斜压不稳定性的必要条件)。一旦 Q(v 和 b)、混合项和 ψ 的边界条件被确定，就能求出 ψ 的诊断解来。

4．(13.7-7)式一个引人注目的特征是，横锋向环流(u 和 w)似乎是惯性(非线性)和内摩擦效应引起的次生流动，仅涉及给定的浮力和沿锋流场。其他驱动力是由边界条件得到的。这一点将在下面讨论。因为(13.7-7)式中含

有 z 的二阶微商,所以只能应用两个垂直边界条件。另一方面又给出了 ψ 的诊断模式。

为了达到预定的目的,将(13.7-2) 式改写成:

$$\frac{\mathrm{D}}{\mathrm{D}t}fv + f^2u = -\frac{f}{\rho_0}\partial_y p + f\partial_z(A_z\partial_z v)$$

将(13.7-1) 式代入上式得:

$$\frac{\mathrm{D}}{\mathrm{D}t}\left(\frac{1}{\rho_0}\partial_x p\right) + f^2\frac{dx}{dt} = -\frac{f}{\rho_0}\partial_y p + f\partial_z(A_z\partial_z v)$$

其同等形式为:

$$\frac{\mathrm{D}}{\mathrm{D}t}\left(\frac{1}{\rho_0}\partial_x p + f^2 x\right) = -\frac{f}{\rho_0}\partial_y p + f\partial_z(A_z\partial_z v)$$

因为 $Q = \frac{p(x,z)}{\rho_0} + \frac{f^2x^2}{2}$,从而求得:

$$\frac{\mathrm{D}}{\mathrm{D}t}\partial_x Q = -\frac{f}{\rho_0}\partial_y p + \partial_z(A_z\partial_{xz}^2 Q) \tag{13.7-8}$$

$$\frac{\mathrm{D}}{\mathrm{D}t}\partial_z Q = \partial_z(k_z\partial_{zz}^2 Q) \tag{13.7-9}$$

式中$\frac{\mathrm{D}}{\mathrm{D}t}(\cdot) = \partial_t(\cdot) + u\partial_x(\cdot) + w\partial_z(\cdot)$,(13.7-4) 式仍然限定 u 和 w。由(13.7-8) 和(13.7-9) 式可直接证明:

$$\frac{\mathrm{D}}{\mathrm{D}t}(\Delta) = \partial_{zz}^2 Q\partial_{xz}^2(A_z\partial_{xz}^2 Q) + \partial_{xx}^2 Q\partial_{zz}^2(k_z\partial_{zz}^2 Q) - \partial_{xz}^2 Q[\partial_{xz}^2(k_z\partial_{zz}^2 Q) + \partial_{zz}^2(A_z\partial_{xz}^2 Q)] \tag{13.7-10}$$

此式就是问题的绝对位涡度方程。如果不存在扩散,Δ 在(x,z) 平面中沿着质点轨迹是守恒的。[彼德罗斯基 1977 年曾用这个关系式(Δ = 常数) 建立了沿岸上升流的锋生理论。]

另一方面,如果不存在与时间有关项,只要

$$A_z k_z\partial_{xx}^2 Q\partial_{zz}^2 Q - \frac{(A_z + k_z)^2}{4}(\partial_{xz}^2 Q)^2 > 0$$

则该方程就是 Q 的(非线性)的椭圆问题,u 和 w 在(13.7-8) 和(13.7-9) 式之间可消去,如果 $A_z = k_z$ 且 $\Delta > 0$,上面不等式就能成立。因为(13.7-10) 式含有 z 的四阶微商,所以应满足四个垂直边界条件。同样,因(13.7-10) 式含有 x 的二阶微商,所以应满足两个水平边界条件。

5. 边界条件可以借助与时间有关的 Ekman 层方程导出:

$$\partial_t u_E - fv_E = \partial_z(A_z\partial_z u_E) \tag{13.7-11}$$

$$\partial_t v_E + (f + \partial_x v_1) u_E = \partial_z (A_z \partial_z v_E) \tag{13.7-12}$$

$$\partial_x u_E + \partial_z w_E = 0 \tag{13.7-13}$$

$$o = -\frac{1}{\rho_0}\partial_z p_E + b_E \tag{13.7-14}$$

$$\partial_t b_E + u_E \partial_x b_I = \partial_z (k_z \partial_z b_E) \tag{13.7-15}$$

式中 $u = u_I + u_E$, u_I 等是早先讨论的内部解, u_E 等是Ekman层解。海面边界条件为:

$$\psi = \psi_I + \psi_E = 0, A_z(\partial_E v_E + \partial_z v_I) = \frac{\tau_w^{(y)}}{\rho_0}$$

$$A_z \partial_z u_E = \frac{\tau_w^{(x)}}{\rho_0}, k_z(\partial_z b_E + \partial_z b_I) = B_s$$

$$p = p_E + p_I = p_a$$

这样,由(13.7-11)和(13.7-12)式得:

$$\partial_{tt}^2 u_E + f(f + \partial_x v_I) u_E = \partial_z [f(A_z \partial_z v_E) + \partial_t (A_z \partial_z u_E)]$$

经垂直积分并做适当代换,则

$$\frac{1}{f^2}[\partial_{tt}^2(\cdot) + f(f + \partial_x v_I)]\psi_I|_{z=0} = \frac{\tau_w^{(y)}}{\rho_0 f} - \left.\frac{A_z \partial_z v_I}{f^2}\right|_{z=0} + \frac{\partial_t \tau_w^{(x)}}{\rho_0 f^2} \tag{13.7-16}$$

此式右边的中间项是锋的"Ekman 抑制"效应项。根据热成风关系式,如果有表面密度锋存在,该项就不为零,其作用是减小或增加沿锋风应力对横锋的表层 Ekman 输送的影响。在沿岸有上升流情况下,Ekman 输送减小。同样,上层内部沿锋流动的水平切变改变了有效的惯性频率 $f(1 + \partial_x v_I / f)^{1/2}$,因而也改变了 Ekman 泵吸($\psi_I|_{z=0}$)。

同样,(13.7-14)和(13.7-15)式经垂直积分并做适当代换后可得:

$$-\frac{1}{\rho_0}\partial_t p_I|_{z=0} + \psi_I \partial_x b_I|_{z=0} = B_s - k_z \partial_z b_I|_{z=0} - \frac{1}{\rho_0}\partial_t p_a \tag{13.7-17}$$

这里从第二项可以看出浮力的水平流参与了表面的浮力平衡。但是下面几点要特别注意:

(1) 这些边界条件可用 Q_1(和它的偏微商)以及 ψ_I 来表示。

(2) 它们也是非线性的,且必须对时间积分。

(3) ψ_I 在(13.7-16)和(13.7-17)式之间可消去。

(4) 类似的方程由海底($z = -h$)边界条件产生:

$$\frac{1}{f^2}\{\partial_{tt}^2(\cdot)+f(f+\partial_x v_1)\}\psi_I|_{z=-h}=\frac{\tau_B^{(y)}}{\rho_0 f}-\frac{A_z\partial_z v_I}{f^2}\bigg|_{z=-h}+\frac{\partial_t\tau_B^{(x)}}{\rho_0 f^2}-$$

(13.7-18)

$$\frac{1}{\rho_0}\partial_t p_I|_{z=-h}+\psi_I\partial_x b_I|_{z=-h}=k_z\partial_z b_I|_{z=-h} \qquad (13.7\text{-}19)$$

式中$(\tau_B^{(x)},\tau_B^{(y)})$为海底应力,并假定浮力通量在海底为零。

用(13.7-7)式求解ψ时,$Q(x,z,t)$由b和v给出;对(13.7-16)和(13.7-17)进行时间积分,分别获取ψ的上、下边界条件,而ψ的适当条件应加于定义域的水平边界。

注意,不能直接使用(13.7-17)和(13.7-19)式,它们最好用作Q的相容性检验,或是调整边界上Q的观测。

为了对Q和ψ进行预报求解,在解(13.7-7)、(13.7-8)和(13.7-9)式时,(13.7-16)至(13.7-19)式要对一个时间步长积分,并消去$\psi_1|_{z=0}$和$\psi_I|_{z=-h}$,然后,(13.7-8)和(13.7-9)式可对一个时间步长积分,并在水平与垂直边界条件下解出Q的空间问题。然后,在水平和垂直边界条件下解(13.7-7)式得ψ,并通过后面的时间步长解出其他各式。

从以上分析可知,对于涡动粘滞系数和扩散系数的函数关系的了解是问题的关键。确定A_z和k_z的合理函数规律始终是困难的。而在锋区尤其困难,因为这里的质量和动量混合可能是强烈的,一个地方一个样子,而且是间歇性的。忽略质量和动量的水平混合,只考虑垂直混合的水平变化,这会更符合实际。因为在锋带内垂直混合的水平变化比较强烈。

各种观测结果都证实了锋带中垂直混合与"平均流"的切变不稳定性有关。这里所说的"平均流"切变是指缓慢变化的热成风(与f^{-1}相比)加低频的惯性内波切变。

D. R. Johnson(1977)指出,$A_z=A_z(R_i)$(R_i为基于热成风的理查森数)给出在沿岸上升流锋中能够产生"双环"环流形态的$\partial_z(A_z\partial_z v)$的垂直结构。他成功地验证了各种函数形式,而$A_z\propto\frac{1}{R_i}$才能对任何情况适用。Johnson针对四种情况中的每一种情况研究了中陆架(锋带附近)上一个测站,和另一个位于陆架边缘或陆架外的测站资料,并把理论结果与实测的横锋通度做了比较。在锋带密跃层底部,得到一个相当大的A_z值。他没有明确地采用水平关系式,也没有考虑非线性项。由于$A_z\partial_z v\propto(\partial_z v)/A_z^2$的垂直变化,所以产生"双环"(或内Ekman层)流,这种流已普遍地观测到。这里摩擦横向流动的机制与J. D. Thompson(1974)的双层、双侧挟带模式十分相似。这种积分模式在锋带

界面上加强了向下湍流挟带。

在浅海锋一年周期的数值模式中，I. D. James(1977) 使用类似的垂直涡动粘滞系数和扩散规律(对 R_i 成反相关)，但与风应力(模拟海面搅动)和潮输送(模拟海底搅动)之和成正相关，而风应力和潮输送分别在海面和海底耗散。这些结果是很有用的。

第八节　上升流中密度锋的不稳定性

上升流的涌升现象和上升流对生物的富集作用，已越来越受到物理海洋学家和生物学家的重视。最近 10 年蓬勃兴起的上升流生态系研究，已成为学科交叉研究的一个典型范例。特别是卫星遥感问世，可以使人们通过海表温度分布，"直观"地看到上升流区域分布和上升流中锋面结构的不稳定性。有人断言，上升流锋面结构中的"涡丝"是近岸冷水向外海扩散的主要动力机制，在"涡丝"附近的生物富集要比近岸区域高许多倍。因此，上升流中锋面结构的动力学研究已受到广泛注意。

一、动力学方程

侍小兵等(Xiao bing Shi, Lars Petter Roed, 1999) 采用两层、有限深度、横锋方向密度非均匀的海洋模式来研究上升流中密度锋的不稳定性。这个模式与 McCreary et al(1991) 和 Fukamachi et al(1995) 的斜压模式类似，但是不同的是，这个模式中不仅包含有斜压部分，而且保留了正压部分。

设 h_i 为分层厚度；$\overline{V}_i$ 为层平均流速，其 x，y 方向分速度为 u_i 和 v_i；ρ_i 是层平均密度；忽略风应力、同层密度之间混合、跨越界面之间通量，于是控制方程变为：

$$
\begin{aligned}
&(h_i\vec{V}_i)_t + \nabla\cdot(h_i\vec{V}_i\vec{V}_i) + f\vec{k}\times h_i\vec{V}_i = -\vec{J}_i + \nabla\cdot(h_i\mu\vec{V}_i)\\
&h_{it} + \nabla\cdot(h_i\vec{V}_i) = 0\\
&(h_i\rho_i)_t + \nabla\cdot(h_i\rho_i\vec{V}_i) = \nabla\cdot(h_i\mu\nabla\rho_i)
\end{aligned}
\tag{13.8-1}
$$

式中 $\vec{J}_i$ 是压强项，在忽略表面压强之后，它由下式给出：

$$
\rho_0\vec{J}_i = g\left[\frac{1}{2}\nabla\rho_i h_i^2 + h_i\nabla\sum_{j=1}^{i-1}\rho_j h_j + \rho_i h_i\nabla\sum_{j=i+1}^{N}h_j - \rho_i h_i\nabla h\right]
$$

x 轴指向东，为横锋方向；y 轴指向北，为沿锋方向；层指标 $i(i=1,2)$ 从上到下。下标 t 表示对时间的偏微商；∇ 是水平方向微商算子；f 是科氏参量；μ 是涡动粘滞系量；ρ_0 是定常参考密度；g 是重力加速度；$\vec{k}$ 是 z 轴单位矢量；h 是

无运动之前的水深。应该指出，上面方程可适合多层的模式，只是为了研究方便起见，才用两层模式罢了。

二、基本状态

研究是在地转平衡条件下，锋射流仅在横锋方向（x 方向），在整个锋区，参量最显著变化是在远离海岸处，因此，认为自由射流（Lee and Csanady, 1994）是不受海岸的固体边界妨碍。因此，锋区至少是在远离海岸的一个 Rossby 变性半径之外。扩散很弱，甚至靠近岸壁也是如此。

根据(13.8-1)式，其基本运动可写成下面形式：

$$v_1 = \frac{g}{f\rho_0}\left(\rho_1\eta_x + \frac{1}{2}h_1\rho_{1x}\right) \tag{13.8-2}$$

$$v_2 = \frac{g}{f\rho_0}\left[(\rho_1 h_1)_x + \rho_2\zeta_x + \frac{1}{2}h_2\rho_{2x}\right] \tag{13.8-3}$$

式中 η 是海面的倾斜，ζ 是界面倾斜（图 13.8-1）。$v_i(x)$，$h_i(x)$，$\rho_i(x)$ 是沿锋方向（y）不同层次相应的速度、不同层次厚度和密度。

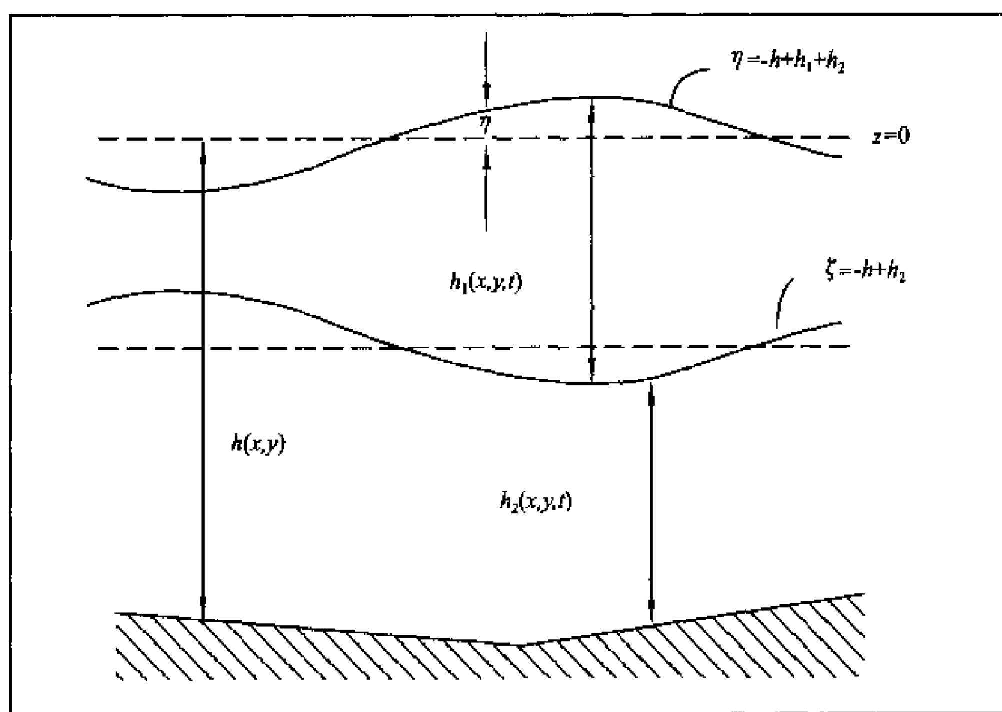


图 13.8-1　两层结构、有限深度模式

η（海面的倾斜），ζ（界面倾斜）又可写成下列形式：

$$\eta = -h + h_1 + h_2$$

$$\zeta = -h + h_2$$

三、扰动方程

在受扰动方程中，其扰动参量可写成下列形式：

$$\vec{V}_i = v_i(x)\vec{j} + \vec{V}_i'(x,y,t)$$
$$h_i = \bar{h}_i\Delta(x) + h_i'(x,y,t)$$
$$\rho_i = \bar{\rho}_i(x) + \rho_i'(x,y,t) \tag{13.8-4}$$

式中 $\vec{V}_i', h_i', \rho_i'$ 是相应的扰动参量；$\vec{j}$ 是沿 y 轴正方向的单位矢量；假定水平扩散系量是常量且两层中相等，其扰动值为 $O(\varepsilon)$，ε 是任意小的参量，(13.8-1) 式可以线性化处理，并写成下列形式：

$$\vec{V}_{it}' + v_i\vec{V}_{iy}' + u_i'v_{ix}\vec{j} + f\vec{k}\times\vec{V}_i' + \vec{J}_i' = \mu\nabla^2\vec{V}_i'$$
$$\rho_{it}' + v_i\rho_{iy}' + u_i'\bar{\rho}_{ix} = \mu\nabla^2\rho_i'$$
$$h_{it}' + v_ih_{iy}' + \bar{h}_i\nabla\cdot\vec{V}_i' + u_i'\bar{h}_{ix} = 0 \tag{13.8-5}$$

$O(\varepsilon)$ 压强梯度力也可以给出：

$$\rho_0\vec{J}_1' = g\left[\bar{\rho}_1(\nabla h_1' + \nabla h_2') + \frac{1}{2}\bar{h}_1\nabla\rho_1' + \frac{1}{2}h_1'\nabla\bar{\rho}_1 + \rho_1'\nabla\eta\right]$$

$$\rho_0\vec{J}_2' = g\left[\nabla(\rho_1'\bar{h}_1) + \nabla(\bar{\rho}_1h_1') + \frac{1}{2}h_2'\nabla\bar{\rho}_2 + \frac{1}{2}\bar{h}_2\nabla\rho_2'\right] + g[\bar{\rho}_2\nabla h_2' + \rho_2'\nabla\zeta] \tag{13.8-6}$$

其二维扰动方程(13.8-5)、(13.8-6) 的解的标准形式是：

$$(\vec{V}_i', h_i', \rho_i') = (\hat{V}_i, \hat{h}_i, \hat{\rho}_i)e^{i(ly-\sigma t)} \tag{13.8-7}$$

$\hat{V}, \hat{h}, \hat{\rho}$ 是相对于基本状态的、$O(\varepsilon)$ 的小振幅函数，并且只在跨锋方向上变化(x 方向)；l 是沿锋方向(y 方向) 波数；σ 是实 σ_r 和映象 σ_i 部分组合频率。所以，非稳态(稳态) 波是与 σ_i 的正值(负值) 有关。

四、结果分析

(一) 射流特征

图 13.8-2 中给出(13.8-2) 式计算的上层流速的分布。图 13.8-2(a) 中给出海面高度的变化，由于海岸是在图的右面，加之受到上升流的影响，海面从海岸向外海呈阶梯状升高；图 13.8-2(b) 中给出两层流体分界面在 75 m 水深处；图 13.8-2(c) 中给出密度的分布。密度从左向右呈阶梯状增高，它反映上升流在岸边上升的影响，变化最大的中间点是在 x_m 处。图 13.8-2(d) 中实线是上层流速的分布。虚线是下层流速的分布。整个研究区域是 100 km 宽度。由图可见，射流发生在离岸 50 km 处，即在上层密度梯度变化最大处。

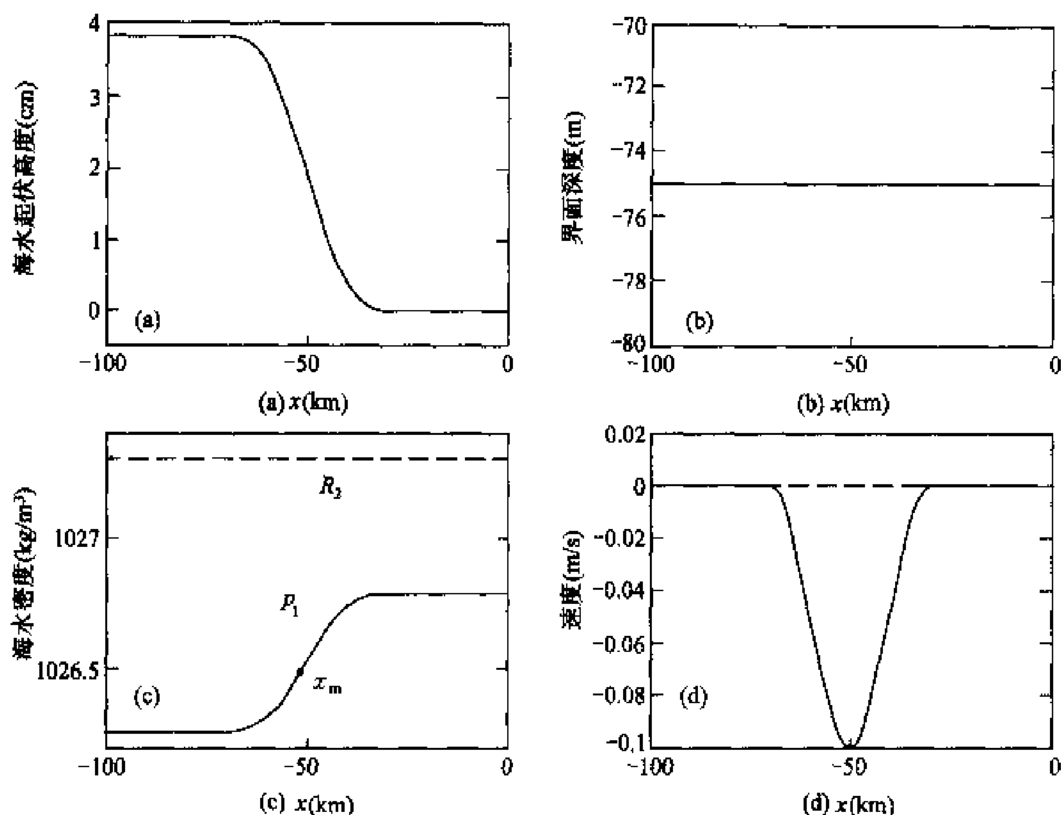


图 13.8-2　上层射流的分布(侍小兵,1999)

(二) 增长速率和相速度

图 13.8-3 中给出增长速率(左图) 和相速度(右图),它们是波长的函数。波长是以对数标尺标明在横坐标上。由图可见,有两个显著不稳定区,最不稳定的在 20 km,达到不稳定时间约 1.7 d;另一个不稳定区在 60 ~ 70 km 左右。达到不稳定时间约 4 ~ 5 d。相速度与射流方向同相,但低于射流速度。波长越长,相速度越低。

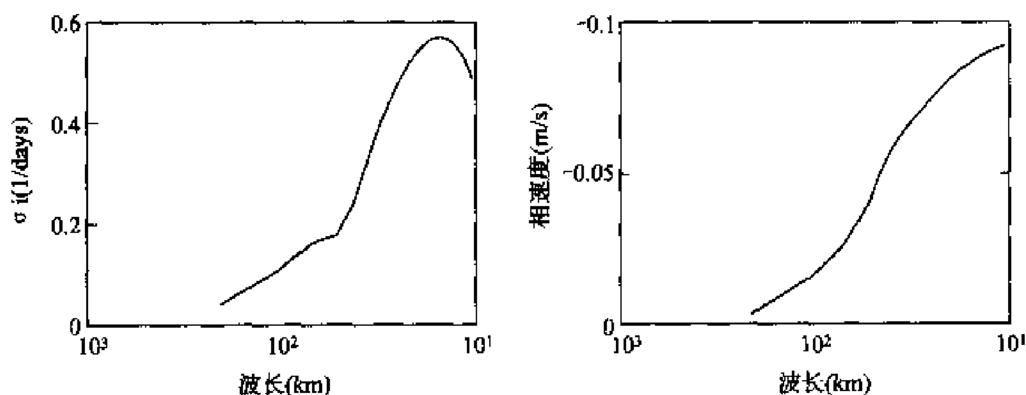


图 13.8-3　增长速率和相速度与波长的关系(侍小兵,1999)

正是由于波的这种传播特征，才造成图13.8-4中密度、高度、速度场的不同分布。图13.8-4中，(a) 是密度分布(σ_t)，等值线间隔是0.1 kg·m^{-3}；(b) 是密度距平，等值线间隔0.025 kg·m^{-3}；(c) 是海面高度偏差(cm)，等值线间隔是0.5 m；(d) 是两层密度分界面的高度距平(m)，等值线间隔是1 m；(e) 是表征射流的速度场；(f) 是扰动速度。

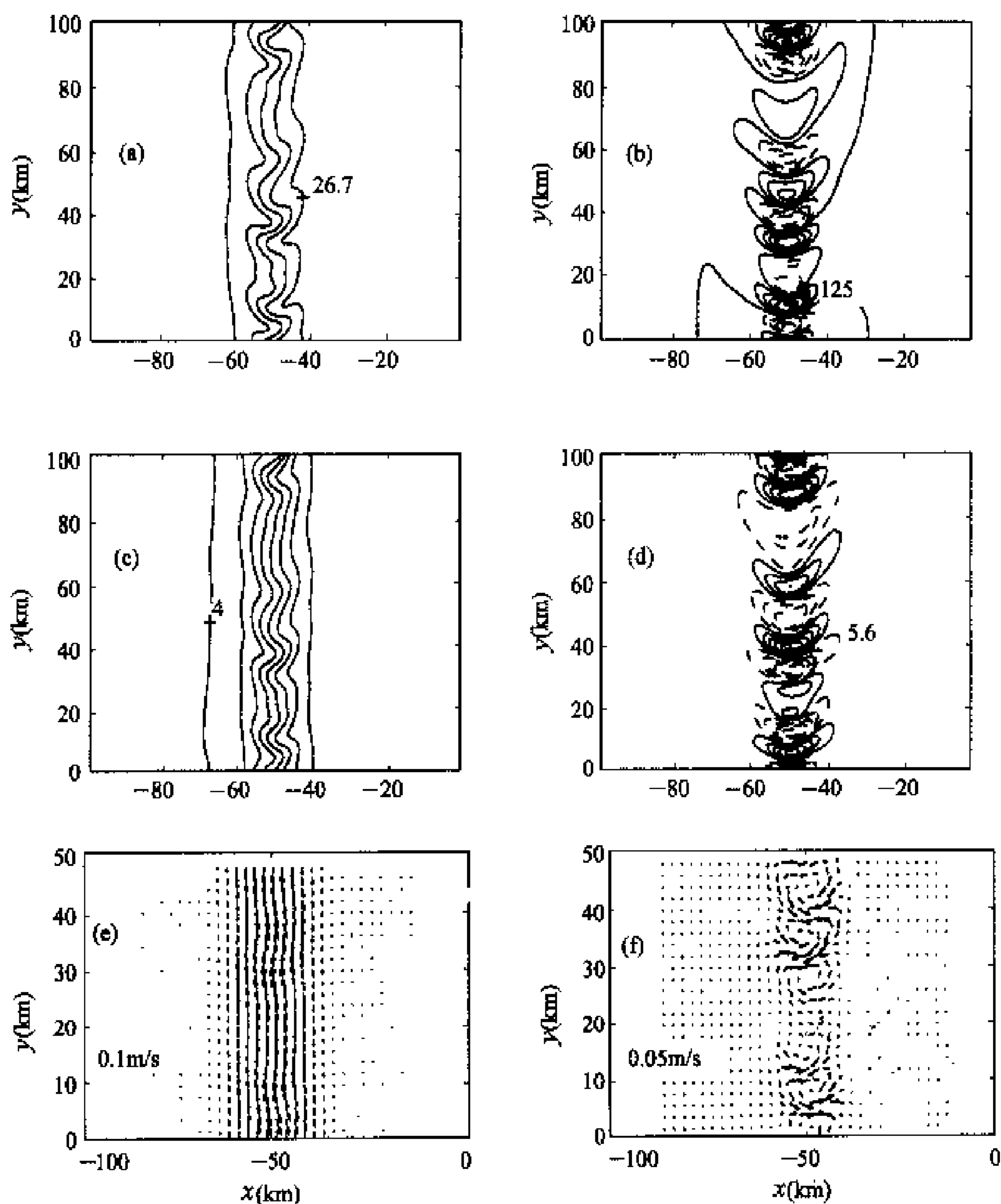


图13.8-4 沿锋和横锋的非稳定性结构(侍小兵,1999)

第十四章　风暴潮

第一节　概　述

风暴潮是自然界中的一种巨大的灾害现象。它是指由于强烈的大气扰动——如强风和气压骤变所引起的海面异常升高的现象。如果风暴潮与天文潮的高潮同时发生，则会使水位暴涨，海水外溢，侵入内陆，酿成巨灾。世界上发生风暴潮的地方虽然很多，但风暴潮高度及其历经时间却各不相同。不过，破坏性大的风暴潮常常是由热带生成的强烈气象扰动所引起的，这些气象扰动因所在地不同，叫法也不一样，例如有的称作热带气旋、风暴，有的称为飓风或台风等。

我国位于太平洋西岸，南北纵跨温带和热带地区，台风季节长，次数多，强度和影响范围大；在过渡季节，渤海和黄海又是冷暖气团活动频繁的地区。另外，我国大陆架广阔，对风暴潮的成长发展大为有利。因此，我国是世界上多风暴潮的国家之一。

一、风暴潮的定义

根据水位谱来定义：风暴潮位于气象潮的高频段，而气象潮的周期约为 $10^3 \sim 10^5$ s或1～100 h，介于低频的天文潮和地震海啸之间。

根据风暴潮产生的原因来定义：风暴潮系指由于强烈的大气扰动——如强风和气压骤变所招致的海面异常升高、或海面的异常下降的现象。"风暴潮"也有人称之为"风暴增水"或"风暴减水"、"风暴海啸"及"气象海啸"等。

二、风暴潮潮位

通常所观测到的海面潮位变化中混杂着各种因子引起的波动。风暴引起的水位变化只是其中之一。这里所指的风暴潮潮位，系指在总的水位变化中，用滤波方法去掉天文因子、短重力波等产生的水位波动之外，剩余的那部分主要由气象因子影响的水位升降。

伴随风暴而至的暴雨或暴雨所形成的洪峰，往往是风暴潮水位不能忽略的成分，必须计算。

三、风暴潮的分类

(一) 按照诱发风暴潮大气扰动的特性来划分

一般可分为热带风暴(如台风、飓风等)所引起的风暴潮和温带气旋所引起的风暴潮两大类。在我国北方的黄海、渤海，还有一种冷锋风暴潮。

1. 在热带风暴所经过的各地，都可能引起风暴潮，以夏秋季最为常见，北太平洋北部、南中国海、东中国海等都经常发生。

2. 温带气旋引起的风暴潮主要发生于冬春两季。

它与热带风暴潮的主要差别在于：热带风暴引起的风暴潮一般都有急剧的水位变化，温带气旋引起的风暴潮水位变化持续而不急剧，其最大高度也不超过一米左右。影响我国的气旋随着季节的不同而有着明显的季节性变化。春季以东北(包括蒙古气旋、东北低压等活动在我国东北地区的气旋)为最多，其次是东海。冬季东北低压减少而东海气旋出现次数增多，因这时我国冬季经常看到的是冷高压的活动，东北低压很少发展。

3. 在春秋过渡季节，我国渤海和黄海北部是冷暖气团活动剧烈的区域。在冷锋过境前，整个渤海吹偏南风。当锋线经过渤海，海上气压梯度急剧增大，从而出现七级以上大风，引起莱州湾、渤海湾强烈增水；另一种为高压型冷锋暴潮：当西伯利亚或蒙古等地的冷高压东移南下时，而南方又没有明显的低压活动，地面天气图上只有一条横向冷锋掠过渤海，造成渤海东北大风，使渤海南部沿岸发生风暴潮。

(二) 依据产生风暴潮的海域之特征来进行分类

1. 半封闭海(或海湾)和封闭海(或大湖)中的风暴潮。它的主要特点是海域中的水体多多少少地是整体地在对大气扰动力进行反应，而大气扰动之幅员不小于水域的水平尺度。

2. 当大气扰动移行于广阔的海区上空时所产生的具有前进波形式的风暴潮。显然，这种大气扰动系统的幅员远小于水域的水平尺度。欧洲的北海、我国的渤海、黄海中所产生的风暴潮一般是属于前一种类型；美国东海岸和我国东南沿海大陆架上的风暴潮皆属于第二种类型的风暴潮。应指出，这两类风暴潮具有不同的动力学特征。

四、风暴潮的形成和传播

假定在大洋或海面上突然形成一个风暴，在风暴中心的“低压区”将立即引起海水升高，海面水柱的升高与气压降低约成静压关系：即气压下降100 Pa，水位约上升1 cm。与此同时，风暴中心周围的强风将以湍流切应力的作用形成一个与风场同方向的气旋式环流。但由于科氏力的作用，海流将向右偏(北半球)，故而形成表面海水的辐散。由于海水运动的连续性的要求，深层必将予以补偿。这样在深层水中形成辐聚：开始是沿着径向流向中心，由于科氏力的作用，海流将向右偏，于是就建立了深层水中的逆时针环流。若设风暴静止不移动，而且海水密度均匀，则根据风海流理论，这种运动能渗入到海洋中较深的水层。实际上，这个渗入的深度是有限的，这是因为大洋中的海水是层化的，而风暴本身也是移动的缘故。

海面受大气低压影响，以及深层流的幅聚所形成的海面丘状隆起，就像孤立波一样，随着风暴的移动而传播——广阔的海面上，可把它看成“强制推进波”。在这个波形成的同时，也形成了由风暴中心向四面八方传播出去的自由长波。当它们传播到陡峭的岸旁，将被反射；当它们传播到大陆架上浅海水域中海湾或河口时，由于水深变浅，再加上强风的直接作用，能量急剧集中，风暴潮也就急剧地增大起来。

五、浅水风暴潮的三个阶段

风暴潮传至大陆架或港湾，大致可分为三个阶段：

(一) 先兆阶段

台风(或飓风)来临之前，则有一产生于台风域内，以长波传播速度 $\sqrt{gh}$ 向前传播的自由波，实际上就是台风长波。在深海，其传播速度大大超过台风移动速度而在大风来临之前出现。即所谓台风(或飓风)长波增水的“先兆

波”。由于水深不断变浅，导致能量集中，可能出现水位剧增现象。

（二）主振阶段

风暴逼近或过境时，水位急剧升高，形成风暴潮的主振阶段。引起风暴潮灾主要在这一阶段。

台风进入浅海后，其风场和气压场的作用即发生显著的变化：原来在开阔的深海区起主导作用的气压场，随着台风进入浅海海域，便让位于风场。据研究，在 120 m 水深处，风的效应和气压的虹吸作用大致相等。因此，台风从深海区移行到浅海陆架区，其风、压作用的比例将于 120 m 水深处附近发生转变，风海流引起的水体运输是导致台风中心附近海面显著升高的主要原因。

风暴潮的主振阶段，其潮高能达数米，但这一阶段时间不太长，也就是数小时的尺度。

（三）余振阶段

当风暴过境以后，即在主振阶段结束之后，仍有一系列波动存在，即所谓余振阶段。如果余振的高峰与天文潮高潮相遇时，则可能再度造成灾害，甚至会超过主振段的增水。

图 14.1-1 是美国大西洋城 1944 年 9 月 14 日 ～ 15 日的风暴潮位过程曲线。可以看出，主振阶段可以造成巨大灾害，而余振阶段也是很危险的，这是因为余振水位如果与天文潮高潮相遇，可能形成实际水位超出该地的警戒水位，从而再次酿成灾害。

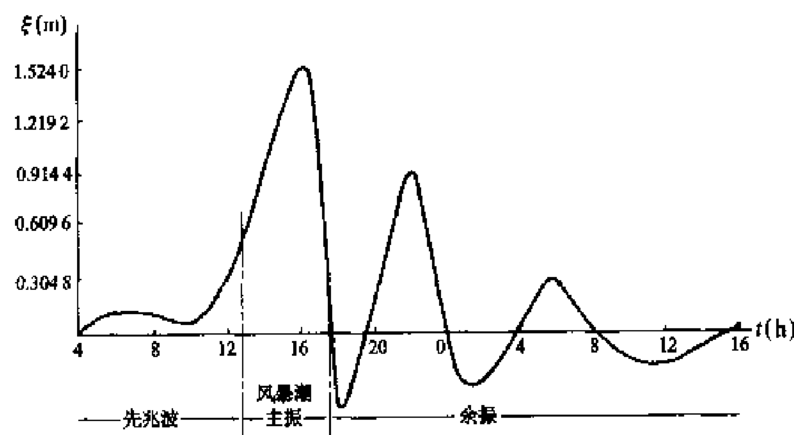


图 14.1-1　美国大西洋城 1944 年 9 月 14 日 ～ 15 日的风暴潮位过程曲线

另外，还有一种危险的情形，即当风暴移行速度接近当地的长波波速时，“共振”现象发生，其结果将导致异常的高水位。

六、风暴潮位的估值

浅水风暴潮的一个重要特征是：风应力是风暴潮的主要强迫力。当风暴潮高度远小于海水深度，而且风暴的空间尺度大于风暴潮海域的水平尺度，则可以给风暴潮位一个良好的近似估值公式：

$$\zeta = k\frac{\tau_a \cdot l}{\rho g h} \tag{14.1-1}$$

其中：ζ 为风暴潮位的振幅；τ_a 为海面上风湍流切应力；l 为海域水平尺度；h 为水深；ρ 为海水密度；k 为经验常数；g 为重力加速度。

由风暴潮位的估值公式可以看出，风暴潮的振幅 ζ 反比于海深 h，它表明了在浅海中风暴潮发展特别强烈。

但当风暴潮幅度 ζ 与海深 h 相比为同量阶时，即 ζ 与 h 相比不能忽略时，上述估值公式(14.1-1) 必须修正为：

$$\zeta = k\frac{\tau_a \cdot l}{\rho g(h+\zeta)} \tag{14.1-2}$$

它表明海面风切应力 τ_a 对水体 l 所做的功，除了一部分消耗于海底湍流摩擦效应以外，余者全部转化为该水体势能的增加；经验系数 k 包含了这种分配的比例。

七、影响风暴潮高度的一些因子

（一）近岸海浪的水量迁移

充分发展的热带风暴可引起向岸传播的巨浪，这些表面波在外海对于向岸的水量迁移几乎没什么贡献，但在近岸处这一效应却变得显著。当这些表面波在近岸处破碎的时候，朝向岸边运动的水质点将具有显著的动量，并且它们能在一个倾斜的海滩上爬升到或超过它们破碎前的两倍波高的高度。引起平均水位升高，其值可能达数十厘米至一米以上。这个效应会增加实际潮位能持续数小时乃至数天以上。

（二）风暴潮期间的阵雨量

如果雨量足够大，而且在风暴潮之前足够长的时间内就已开始降雨，那么当风暴移行速度比较缓慢时，降雨，特别是涨潮时的降水对总水位可能产生重要影响。与此相关联的是江河入海口处受到上游泻下的洪峰的影响也应考虑。

（三）风应力和与低压相关联的"共振"

它们是产生风暴潮的主要因子。是它们构造了风暴潮的范围，控制了风暴潮的大小。

第二节　大陆架上的风暴潮

一、深转风暴潮

大陆架上风暴过境时的风暴潮是极其复杂的，为了说明其基本机制，Freeman 和 Bear 等(1957)提出了一种简单的风暴潮理论，他们称之为“深转风暴潮”。冯士筰(1978)则对深转风暴潮进行了更精确的论证。

假定海岸为直线，等深线与海岸线平行。设 Oxy 平面与平均海面重合，x 轴与海岸线垂直并指向东，y 轴沿着海岸方向指向北。如图 14.2-1 所示。

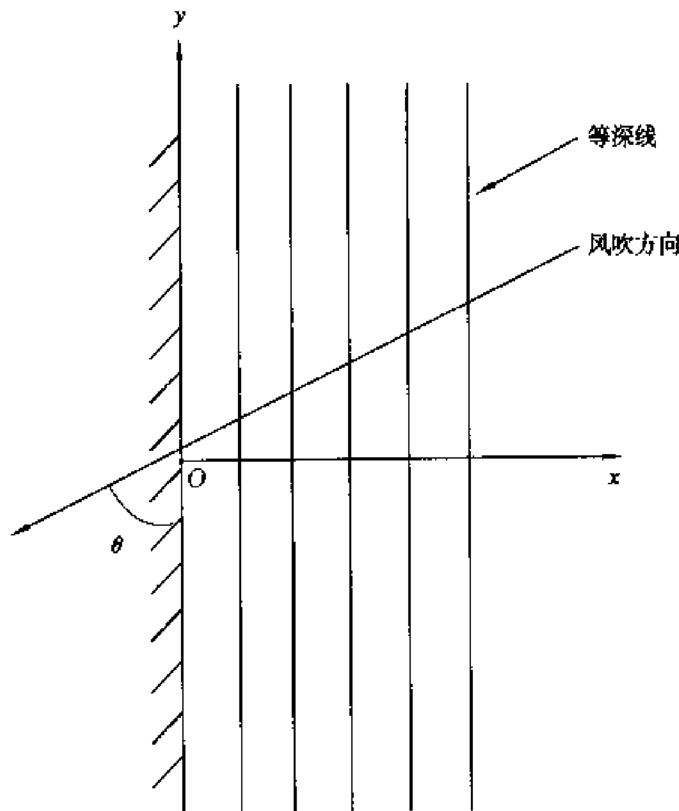


图 14.2-1　大陆架平面图

理想化大陆架上的深转风暴潮的基本方程是忽略非线性平流项。其铅垂向平均方程组为：

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t}+\frac{\partial[(h+\zeta)u]}{\partial x}+\frac{\partial[(h+\zeta)v]}{\partial y}=0 \tag{14.2-1}$$

$$\frac{\partial u}{\partial t}-fv=-g\frac{\partial \zeta}{\partial x}+\frac{\tau_{ax}}{\rho(h+\zeta)}-\bar{k}u \tag{14.2-2}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + fu = -g\frac{\partial \zeta}{\partial y} + \frac{\tau_{ay}}{\rho(h+\zeta)} - \tilde{k}v \qquad (14.2\text{-}3)$$

其中 u,v 为铅直向平均流速分量，$\tilde{k}u$ 和 $\tilde{k}v$ 为海底摩擦项，而 $\tilde{k} = \frac{k'}{h+\zeta}$ 为将底摩擦表示成与流速一次方成比例的比例系数。设大陆架宽度以 L 表示，风暴所影响的范围在 x 方向为 l。l 和 L 的特征尺度可分别取为 50 km 和 1 000 km。由连续方程知，因为 $l \gg 1$，故 $v \gg u$，即风暴潮流基本上沿等深线方向流动，这便是 Freeman 他们命名深转风暴潮的原因。据此，运动方程中的与 u 有关的项可以略去，再引进全流参量。

$$U = (h+\zeta)u,\ V = (h+\zeta)v \qquad (14.2\text{-}4)$$

于是，描述深转风暴潮的基本方程可表为

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} = 0 \qquad (14.2\text{-}5)$$

$$-fV = -gh\frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{\tau_{ax}}{\rho} \qquad (14.2\text{-}6)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} = \frac{\tau_{ay}}{\rho} - \tilde{k}V \qquad (14.2\text{-}7)$$

设水深分布为(见图 14.2-2)

$$h = h_0 + ax \qquad (14.2\text{-}8)$$

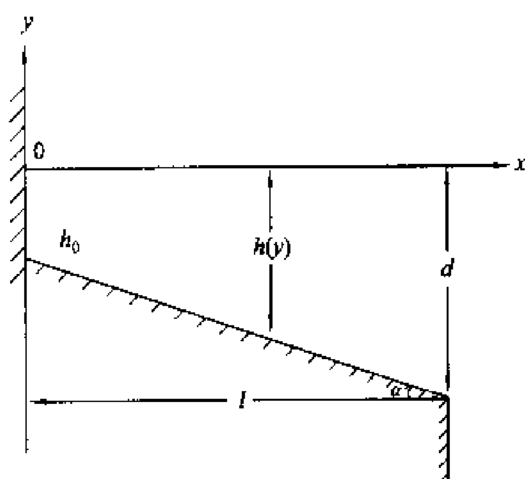


图 14.2-2　常底坡的大陆架

风应力为一常数 τ_0，它的 x 和 y 分量为：

$$\tau_{ax} = -\tau_0\sin\theta,\ \tau_{ay} = -\tau_0\cos\theta \qquad (14.2\text{-}9)$$

其中 θ 为风应力与 $-y$ 轴之交角。大陆架外缘，边界条件可取为

$$\zeta = 0, (x = l) \tag{14.2-10}$$

初始条件

$$\zeta = V = 0, (t = 0) \tag{14.2-11}$$

将(14.2-9)式的第二式代入(14.2-7)式，得

$$\frac{\partial V}{\partial t} + \tilde{k}V = -\frac{\tau_0}{\rho}\cos\theta$$

其通解为

$$V = -\frac{\tau_0\cos\theta}{\rho\tilde{k}}(1 - e^{-\tilde{k}t}) + C$$

式中积分常数 C 由初始条件(14.2-11)得 $C = 0$，则得风暴潮全流

$$V = -\frac{\tau_0\cos\theta}{\rho\tilde{k}}(1 - e^{-\tilde{k}t}) \tag{14.2-12}$$

将上式代入(14.2-6)式，并利用(14.2-8)式的水深分布，经积分，再利用边界条件，得风暴潮位表达式

$$\zeta = \frac{\tau_0\sin\theta}{\rho g\alpha}\left[1 + \frac{f}{\tilde{k}}\cot\theta(1 - e^{-\tilde{k}t})\right]\ln\frac{h_0}{h_0 + \alpha l} \tag{14.2-13}$$

由(14.2-12)式和(14.2-13)式知，风暴潮位与风暴潮流同时到达定常状态。定常时岸边的风暴潮位为：

$$\zeta(0, \infty) = \frac{\tau_0}{\rho g\alpha}\left[\sin\theta + \frac{f}{\tilde{k}}\cos\theta\right]\ln[h_0/(h_0 + \alpha l)] \tag{14.2-14}$$

对于既定的大陆架底形，不同的风应力方向将产生不同高度的岸边增水。设某一方向 θ_0 可产生最大的增水，故此方向是“危险风向”。利用$\frac{\mathrm{d}\zeta(0, \infty)}{\mathrm{d}\theta} = 0$，确定出危险风向的关系式

$$\tan\theta_0 = \tilde{k}/f \tag{14.2-15}$$

由此可见，对于低纬度，$f \simeq 0$，相应地有 $\theta_0 \simeq \frac{\pi}{2}$，即向岸风向为最危险风向；对于水深较深的海域，$\tilde{k} = \frac{k'}{h + \zeta} \simeq 0$，相应的 $\theta = 0$，即沿着海岸向 x 右方吹的风向为最危险风向；当海域由深逐渐变浅时，危险风向由 $\theta_0 = 0$ 逐渐向 $\theta_0 = \frac{\pi}{2}$ 转变。

二、边缘波

风暴过境之后，大陆架上仍然存在一种波动，这就是平行于岸传播、其显

著部分位于沿岸附近的边缘波。有关边缘波的理论研究，最早始于Stokes(1846)。他从流体动力学基本方程出发，导出了一类特殊的波动解，就是我们现在讨论的边缘波。但是，直到二十世纪六十年代，Munk 和 Snodgrass 等(1956) 才在分析大陆架上的观测资料中证实了边缘波在自然界中的存在，因而边缘波的研究开始受到重视。不久，Reid(1958) 改进了 Stokes 的研究，考虑了地转的影响，其解较接近于大陆架上观测到的边缘波。冯士筰(1979) 注意到大陆架浅水区域底摩擦所引起的明显的能量耗散现象，在基本方程中不仅考虑科氏力项，而且也考虑了底摩擦，使问题得到较全面的描述。

下面讨论中，仍取 oxy 平面与平均海平面一致，x 轴与海岸垂直，y 轴与海岸平行，指向 x 轴右面 90° 为正，设水深分布为线性函数

$$h(x) = \alpha x \quad (0 \leqslant x < \infty) \tag{14.2-16}$$

其中 α 假定为小量。对于自由边缘波，描述它的基本方程可由(14.2-1)—(14.2-3) 式中略去风应力项，然后引进全流 U 和 V 后得到：

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} = 0 \tag{14.2-17}$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} - fv = -gh\frac{\partial \zeta}{\partial x} - \tilde{k}U \tag{14.2-18}$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + fu = -gh\frac{\partial \zeta}{\partial y} - \tilde{k}V \tag{14.2-19}$$

讨论从 Stokes 边缘波开始，因为尽管它忽略了地转效应和摩擦影响，但其解反映了实际边缘波的主要特征，其显著部分位于沿岸附近，并且求解过程比较简单。对 Stokes 边缘波有了认识之后，再扼要地讨论一下地转和底摩擦的影响。

若暂不考虑科氏力和底擦摩力，基本方程(14.2-17)—(14.2-19) 化简为：

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} = 0 \tag{14.2-20}$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} = -gh\frac{\partial \zeta}{\partial x} \tag{14.2-21}$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} = -gh\frac{\partial \zeta}{\partial y} \tag{14.2-22}$$

相应的边界条件：

$$x = 0 \text{ 处}, \zeta \text{ 有界} \tag{14.2-23}$$

$$U = 0, \tag{14.2-24}$$

$$x \to \infty, \zeta、U、V \to 0 \tag{14.2-25}$$

因为研究波动,故解可表示为

$$\left.\begin{aligned} \zeta &= H(x)e^{i(ky-\sigma t)} \\ U &= X(x)e^{i(ky-\sigma t)} \\ V &= Y(x)e^{i(ky-\sigma t)} \end{aligned}\right\} \tag{14.2-26}$$

将(14.2-26)式代入运动方程(14.2-21)和(14.2-22),求得:

$$X = \frac{-ig\alpha x}{\sigma}\frac{\mathrm{d}H}{\mathrm{d}x} \tag{14.2-27}$$

$$Y = \frac{kg\alpha x}{\sigma}H \tag{14.2-28}$$

由连续方程(14.2-20)和以上两式,可导出:

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}\left(x\frac{\mathrm{d}H}{\mathrm{d}x}\right) + \left(\frac{\sigma^2}{g\alpha} - k^2x\right)H = 0 \tag{14.2-29}$$

为了求解方程(14.2-29),先作置换

$$\widetilde{H} = He^{-kx}, \widetilde{x} = 2kx, \tag{14.2-30}$$

于是(14.2-29)式变成

$$\widetilde{x}\frac{\mathrm{d}^2\widetilde{H}}{\mathrm{d}\widetilde{x}^2} + (1+\widetilde{x})\frac{\mathrm{d}\widetilde{H}}{\mathrm{d}\widetilde{x}} + \left(\frac{\sigma^2}{2kg\alpha} + \frac{1}{2}\right)\widetilde{H} = 0 \tag{14.2-31}$$

此方程之解满足

$$\widetilde{H} = A_n e^{-\widetilde{x}}L_n(\widetilde{x}) \tag{14.2-32}$$

其中 n 值满足

$$n + 1 = \frac{\sigma_n^2}{2kg\alpha} + \frac{1}{2}, n = 0,1,2\cdots\cdots$$

即

$$n = \frac{\sigma_n^2}{2kg\alpha} - \frac{1}{2} \tag{14.2-33}$$

L_n 为 Laguerre 多项式

$$L_n(\widetilde{x}) = 1 - \binom{n}{1}\widetilde{x}/1! + \binom{n}{2}\widetilde{x}^2/2! - \cdots + (-1)^n\binom{n}{n}\widetilde{x}^n/n! \tag{14.2-34}$$

将(14.2-30)式代入(14.2-32)式,求得

$$H = A_n e^{-kx}L_n(2kx) \tag{14.2-35}$$

利用(14.2-27)和(14.2-28)式可以得出:

$$X = \frac{ikg\alpha}{\sigma_n}A_n e^{-kx}\left\{xL_n(2kx) - \frac{n}{k}\left[L_n(2kx) - nL_{n-1}(2kx)\right]\right\} \tag{14.2-36}$$

$$Y = \frac{ikgax}{\sigma_n} A_n e^{-kx} L_n(2kx) \tag{14.2-37}$$

其中利用了公式

$$x \frac{dL_n(x)}{dx} = nL_n(x) - n^2 L_{n-1}(x)$$

现在考察 $n = 0$ 的情形，即零阶波型。此时，由于 $L_0(2kx) = 1$，则(14.2-35)—(14.2-37)式变为

$$\left.\begin{aligned} H &= A_0 e^{-kx} \\ X &= \frac{ikga}{\sigma_0} A_0 e^{-kx} \\ Y &= \frac{kgax}{\sigma_0} A_0 e^{-kx} \end{aligned}\right\} \tag{14.2-38}$$

考虑因子 $e^{i(ky-\sigma t)}$ 后，取其实部，有

$$\zeta = A_0 e^{-kx} \cos(ky - \sigma t) \tag{14.2-39}$$

$$U = -\frac{kgax}{\sigma_0} A_0 e^{-kx} \sin(ky - \sigma t) \tag{14.2-40}$$

$$V = \frac{kgax}{\sigma_0} A_0 e^{-kx} \cos(ky - \sigma t) \tag{14.2-41}$$

这就是零阶边缘波。由(14.2-33)式可得相应的频率

$$\sigma_0 = \pm \sqrt{gak} \tag{14.2-42}$$

式中的正负号分别对应于波动沿正 x 和负 x 方向传播。零阶 Stokes 边缘波波速为：

$$c_0 = \pm \sqrt{ga/k} \tag{14.2-43}$$

由零阶 Stokes 边缘波的表达式可以看出，波动振幅于岸边($x = 0$)处最大，随着离开岸边距离的增加而呈指数形式减少。当 $y = \lambda$(波长)时 $e^{-k\lambda} = e^{-2\pi} = 0.001\ 867$。可见，离岸一个波长处，边缘波的影响已可以忽略，这便是边缘波名称的由来。

如果考虑地转影响，可得 Reid 的边缘波。其中零阶波型

$$\zeta \sim e^{-kx} e^{i(ky-\sigma t)} \tag{14.2-44}$$

式中的频率满足

$$\sigma_0 = \begin{cases} \dfrac{-f}{2} + \dfrac{1}{2}\sqrt{f^2 + 4gak} \\[2ex] \dfrac{-f}{2} - \dfrac{1}{2}\sqrt{f^2 + 4gak} \end{cases} \tag{14.2-45}$$

相应地，波速为：

$$c_0 = \begin{cases} \dfrac{-f}{2k} + \sqrt{\left(\dfrac{f}{2k}\right)^2 + \dfrac{g\alpha}{k}} \\ \dfrac{-f}{2k} - \sqrt{\left(\dfrac{f}{2k}\right)^2 + \dfrac{g\alpha}{k}} \end{cases} \tag{14.2-46}$$

比较(14.2-43)式和(14.2-46)式，可以看出地转对波动性质的影响。由于地转效应，沿正、负 y 方向传播的边缘波具有不同的频率和波速，如果我们面海背陆，会发现向左（沿正 y 方向）传播的边缘波波速大于向右（沿负 y 方向）传播的边缘波波速。如令 $f=0$ 和 $\tilde{k}=0$（$\tilde{k}$ 为摩擦系量），那代表 Stokes 边缘波；如令 $f \neq 0, \tilde{k}=0$，就相当于 Reid 边缘波。为了察看底摩擦的影响，这里仅列出 $f=0$ 但 $\tilde{k} \neq 0$ 时的零阶（$n=0$）波型。

$$\zeta \sim e^{-kx-\frac{\tilde{k}}{2}t} e^{i(ky-\sigma t)} \tag{14.2-47}$$

其中波动频率满足

$$\sigma_0 = \begin{cases} \sqrt{g\alpha k - (\tilde{k}/2)^2} \\ -\sqrt{g\alpha k - (\tilde{k}/2)^2} \end{cases} \tag{14.2-48}$$

对应的波速

$$c_0 = \begin{cases} \sqrt{\dfrac{g\alpha}{k} - \left(\dfrac{\tilde{k}}{2k}\right)^2} \\ -\sqrt{\dfrac{g\alpha}{k} - \left(\dfrac{\tilde{k}}{2k}\right)^2} \end{cases} \tag{14.2-49}$$

(14.2-47)式表示阻尼 Stokes 波，其振幅随时间逐渐衰减，直至消亡。由频率或波速表达式可以看出，阻尼波动的存在必须满足条件。

$$\tilde{k}^2/4g\alpha k < 1 \tag{14.2-50}$$

否则阻尼波动不存在。因为如果上式不能满足，σ_0 和 c_0 均变为虚数。另外，由上式还可以得知当摩擦系量 $\tilde{k}$ 和海底坡度 α 确定后，阻尼 Stokes 波存在一个最小的波数 k_{min}，所存在的阻尼 Stokes 波均应满足 $k \geqslant k_{min}$。

第三节　大洋风暴潮的生成和传播

由于大洋中风暴系统，其尺度远小于大洋本身，因此所产生的风暴潮具有前进波的特征。由于运动的大尺度，非线性平流项相对于科氏力可以忽略；由于大洋风暴潮起因于风应力和大气压强分布不均的作用，所以其运动与风海流类似，主要集中在海面附近的 Ekman 层内，从而大洋可视为等深大洋，并且

海底摩擦力可视为零;由于运动的水平尺度远大于铅直尺度,故而水平湍流粘滞力可以忽略;由于风暴系统所在海面的气压分布不均,故大气压强不能视为常数;风暴潮位相对于大洋深度可以忽略,因此有$(\zeta + h) \sim h$。基于这些考虑,描述大洋风暴潮运动的基本方程如下:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + h\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right) = 0 \tag{14.3-1}$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} - fv = -g\frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{\tau_{ax}}{\rho h} - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p_0}{\partial x} \tag{14.3-2}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + fu = -g\frac{\partial \zeta}{\partial y} + \frac{\tau_{ay}}{\rho h} - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p_0}{\partial y} \tag{14.3-3}$$

其中u、v为x、y方向平均流速,大洋深度h为常量,p_0为大气压强,f为常量。

下面由方程(14.3-1)~(14.3-3)消去v、u,求出ζ的微分方程。首先将连续方程(14.3-1)对t求导,有:

$$\frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} + h\frac{\partial}{\partial t}\left[\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right] = 0 \tag{14.3-4}$$

(14.3-2)式和(14.3-3)式分别对x和y求导,得:

$$\left.\begin{aligned}
\frac{\partial^2 u}{\partial t \partial x} &= f\frac{\partial v}{\partial x} - g\frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} + \frac{1}{\rho h}\frac{\partial \tau_{ax}}{\partial x} - \frac{1}{\rho}\frac{\partial^2 p_0}{\partial x^2} \\
\frac{\partial^2 v}{\partial t \partial y} &= -f\frac{\partial u}{\partial y} - g\frac{\partial^2 \zeta}{\partial y^2} + \frac{1}{\rho h}\frac{\partial \tau_{ay}}{\partial y} - \frac{1}{\rho}\frac{\partial^2 p_0}{\partial y^2}
\end{aligned}\right\} \tag{14.3-5}$$

将(14.3-5)式代入(14.3-4)式,结果导出

$$\frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} - fh\left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}\right) = gh\left(\frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \zeta}{\partial y^2}\right) - \frac{1}{\rho}\left(\frac{\partial \tau_{ax}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{ay}}{\partial y}\right) + \frac{h}{\rho}\left(\frac{\partial^2 p_0}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p_0}{\partial y^2}\right) \tag{14.3-6}$$

上式再对t求导一次,变成

$$\frac{\partial^3 \zeta}{\partial t^3} - fh\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}\right) = gh\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)\left(\frac{\partial \zeta}{\partial t}\right) - \frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial \tau_{ax}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{ay}}{\partial y}\right) + \frac{h}{\rho}\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial^2 p_0}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p_0}{\partial y^2}\right) \tag{14.3-7}$$

将(14.3-2)式和(14.3-3)式分别对y和x求导,得

$$\left.\begin{aligned}\frac{\partial^2 u}{\partial t\partial y} &= f\frac{\partial v}{\partial y} - g\frac{\partial^2\zeta}{\partial x\partial y} + \frac{1}{\rho h}\frac{\partial\tau_{ax}}{\partial y} - \frac{1}{\rho}\frac{\partial^2 p_0}{\partial x\partial y}\\ \frac{\partial^2 v}{\partial t\partial x} &= -f\frac{\partial u}{\partial x} - g\frac{\partial^2\zeta}{\partial x\partial y} + \frac{1}{\rho h}\frac{\partial\tau_{ay}}{\partial x} - \frac{1}{\rho}\frac{\partial^2 p_0}{\partial x\partial y}\end{aligned}\right\} \tag{14.3-8}$$

由(14.3-1),(14.3-7)和(14.3-8)式消去 u 和 v,导后导出 ζ 满足的方程

$$\frac{\partial^3\zeta}{\partial t^3} + f^2\frac{\partial\zeta}{\partial t} - gh\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)\frac{\partial\zeta}{\partial t} = -\frac{\partial F}{\partial t} \tag{14.3-9}$$

其中

$$F = \frac{1}{\rho}\left(\frac{\partial\tau_{ax}}{\partial x} + \frac{\partial\tau_{ay}}{\partial y}\right) + \frac{1}{\rho}f\int_0^t\left(\frac{\partial\tau_{ax}}{\partial y} - \frac{\partial\tau_{ay}}{\partial x}\right)dt - \frac{1}{\rho}h\left(\frac{\partial^2 p_0}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p_0}{\partial y^2}\right) \tag{14.3-10}$$

求方程(14.3-9)的解析解是比较困难的,但对一些简单情况可以获得解析解。首先讨论一个无限的沟渠给出大气扰动风暴潮的发生和传播规律。对这种海洋,略去地转效应。这相当于将地转效应只理解为起了类似于Kelvin波那样的作用,略去它并不影响风暴潮的主要传播规律。鉴于这种考虑,微分方程(14.3-6)便可简化为

$$\frac{\partial^2\zeta}{\partial t^2} - c^2\frac{\partial^2\zeta}{\partial x^2} = f(x,t) \tag{14.3-11}$$

其中

$$c^2 = gh \tag{14.3-12}$$

$$f(x,t) = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial\tau_{ax}}{\partial x} + \frac{1}{\rho}h\frac{\partial^2 p_0}{\partial x^2} \tag{14.3-13}$$

令

$$\bar{\zeta} = \bar{\zeta}(x - st) = \frac{1}{\rho c^2}\int\tau_{ax}\mathrm{d}x - \frac{p_0}{\rho g} \tag{14.3-14}$$

其中 s 为风暴沿 x 方向的移行速度。于是(14.3-13)式可表为

$$f(x,t) = -c^2\frac{\partial^2\bar{\zeta}}{\partial x^2} \tag{14.3-15}$$

(14.3-11)式可表为:

$$\frac{\partial^2\zeta}{\partial t^2} = c^2\frac{\partial^2\zeta}{\partial x^2} - c^2\frac{\partial^2\bar{\zeta}}{\partial x^2} \tag{14.3-16}$$

设运动由静止开始,即 $t=0$ 时,$\zeta=0$, $u=0$。由连续方程(14.3-4)知,$u=0$,又没有横向运动,必有初始时刻的 $\frac{\partial\zeta}{\partial t}=0$。因此求解方程(14.3-16)的初始条件为:

$$\zeta = \frac{\partial \zeta}{\partial t} = 0, (t = 0) \tag{14.3-17}$$

由(14.3-16)和(14.3-17)式，得到满足初始条件的解

$$\zeta(x,t) = \frac{1}{1-\left(\frac{s}{c}\right)^2}\left[\bar{\zeta}(x-st) - \frac{1}{2}\left(1+\frac{s}{c}\right)\bar{\zeta}(x-ct) - \frac{1}{2}\left(1-\frac{s}{c}\right)\bar{\zeta}(x+ct)\right] \tag{14.3-18}$$

此解描述了等深无限长沟渠式大洋中风暴潮。可以看出：风暴在原来静止的沟渠大洋中引起的风暴潮包括三波列，第一列是以风暴移动速度 s 随风暴一同沿正 x 方向移动的强迫波动，第二列与第三列以重力长波波速 c 分别沿正 x 方向和负 x 方向传播的自由波动；在大洋里，由于 $c \gg s$，因此自由波动传播快于强迫波动，从而与风暴移行方向相同的自由波动先于风暴到达沿岸，这便是风暴来临之前的先兆波；当先兆波到达沿岸时，如果当地水深所对应的自由波速 c 仍大于产生它的风暴移行速度 s，则先兆波表现为海面降低，反之，则表现为海面升高。另外，当风暴的移行速度 s 与当地的重力长波波速 c 相近的时候，出现共振现象。因为当 $s = c$ 时，表达式(14.3-18)为不定式，$\frac{0}{0}$ 型，此时解变为：

$$\zeta_r = \frac{ct}{2}\bar{\zeta}'(x-ct) + \frac{1}{4}[\bar{\zeta}(x-ct) - \bar{\zeta}(x+ct)] \tag{14.3-19}$$

显然，当时间增加时，$s = c$ 时的风暴潮位 ζ 直线上升，当时间足够长时，(14.3-19)式中的后两项与第一项相比可以忽略，于是有：

$$\zeta^r_{t\to\infty} \simeq \frac{ct}{2}\zeta'(x - ct) \tag{14.3-20}$$

图 14.3-1 是日本大阪气象站记录的一次风暴潮随时间变化的过程曲线，有人认为是共振引起的(Welander, 1961)。该实例是(14.3-20)式所描述的共振现象的一个粗略定性验证：记录的前一段时间，风暴潮位几乎是直线增高。

其次，如果考虑大洋为无界的，采用 f 平面近似，讨论自由波动远离风暴之后的情形。此时，可忽略摩擦和大气压强变化，相应地方程(14.3-9)变成：

$$\frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} + f^2\zeta - gh\left(\frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \zeta}{\partial y^2}\right) = 0 \tag{14.3-21}$$

风暴潮可视为许许多多组成波构成，由于问题是线性的，可以只考察其中一个组成波，设

$$\zeta = R\cos(kx + ly - \sigma t) \tag{14.3-22}$$

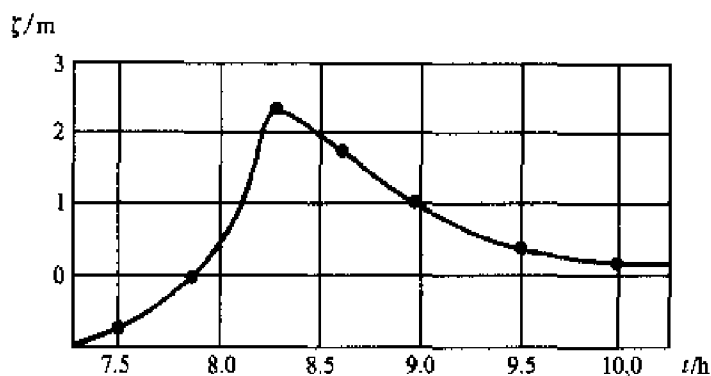


图 14.3-1 大阪湾风暴潮过程曲线

将其代入(14.3-21)式,得频散关系

$$\sigma^2 = f^2 + gh(k^2 + l^2) \tag{14.3-23}$$

显然,此关系即为上节中的 Sverdurp 波的频散关系。由此关系可知,组成波为一系列频率不同、波数不等的 Sverdurp 波之和。但不存在 $\sigma^2 \leqslant f^2$ 的组成波。

最后,假设等深大洋存在一条无限长的垂直岸壁,取 x 轴与平均海平面和岸壁的交线一致。今讨论 $y > 0$ 的平面。设自由长波平行于岸传播,它的组成波为:

$$\zeta = Z(y)\cos(kx - \sigma t) \tag{14.3-24}$$

将其代入方程(14.3-21),得 $Z(y)$ 的微分方程

$$Z''(y) - m^2 Z(y) = 0 \tag{14.3-25}$$

式中

$$m^2 = k^2 + \frac{f^2 - \sigma^2}{gh} \tag{14.3-26}$$

(14.3-25)式之解为:

$$z(y) = A_1 e^{-my} + A_2 e^{my}$$

考虑到解的有界性,$A_2 = 0$,于是由(14.3-24)可得

$$\zeta = A_1 e^{-my}\cos(kx - \sigma t) \tag{14.3-27}$$

由频散关系(14.3-26)和有界解(14.3-27)来看,此种组成波即为上节中讨论过的 Kelvin 波。

第十五章　极地海洋学

第一节　南大洋

一、概述

（一）南大洋定义

南大洋是环绕南极大陆，北边无陆界的独特水域，它由南太平洋、南大西洋和南印度洋各一部分，连同南极大陆周围的威德尔海、罗斯海、阿蒙森海、别林斯高晋海等组成。联合国教科文组织（UNISCO）下属的政府间海洋学委员会（IOC）在1970年，将南大洋定义为"从南极大陆到南纬40°为止的海域，或从南极大陆起，到亚热带辐合线明显时的连续海域"。

亚热带辐合线是一条海水等温线密集带，表层水温12～15℃，几乎连续不断地环绕南极大陆。平均地理位置随季节不同而变化于南纬38°～42°之间，故南大洋的面积也不固定，约为$0.77 \times 10^8\ km^2$，约占世界大洋总面积的21.3%。

(二) 附属海和海峡

威德尔海和罗斯海是南大洋主要的附属海，普里兹湾是南极第三大海湾，主要的海峡是德雷克海峡(图 15.1-1)。阿蒙森海、别林斯高晋海、南斯科舍海等是南大洋的边缘海。

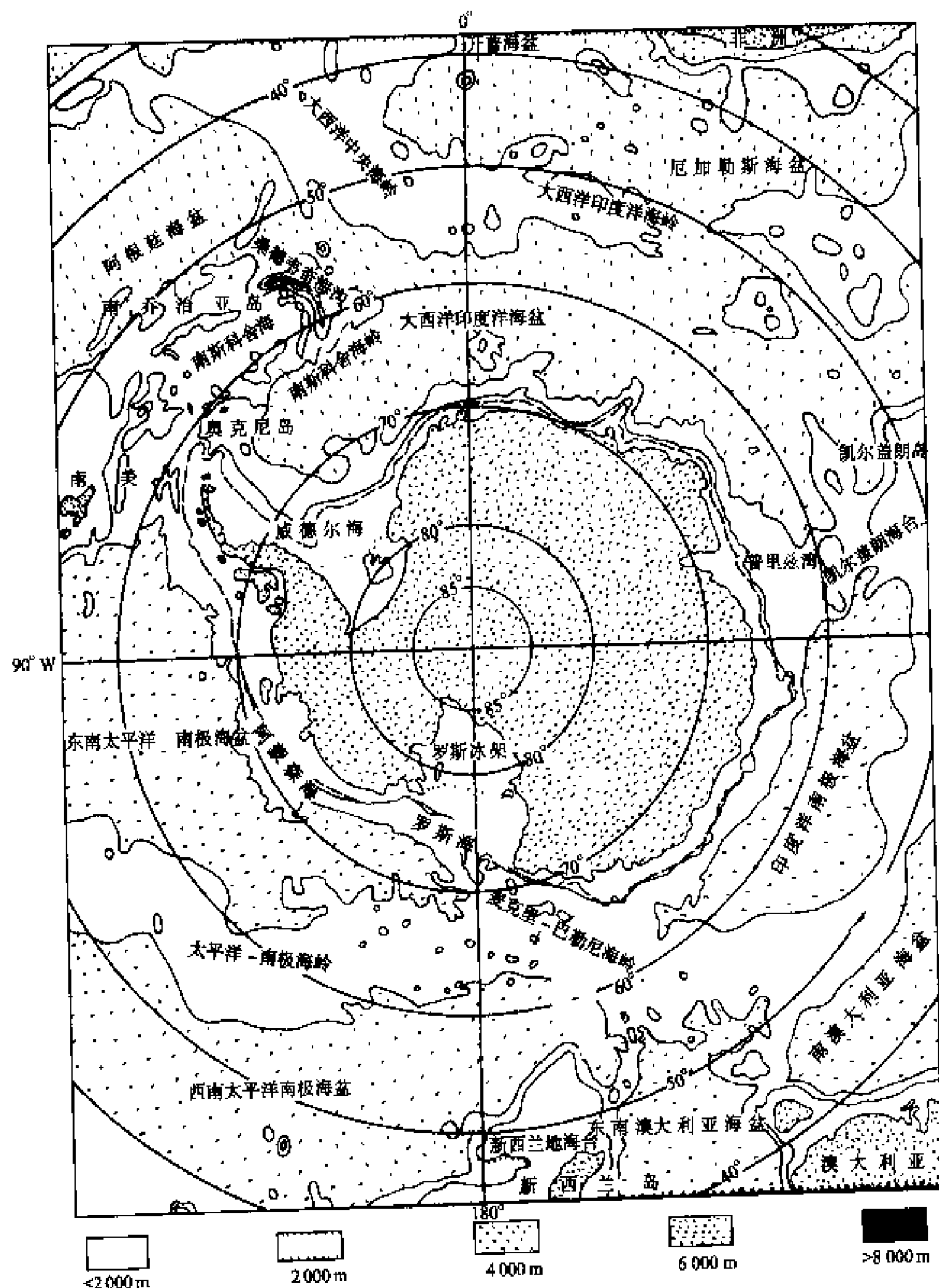


图 15.1-1 南大洋海底及周边地形

威德尔海(Weddell Sea)为一深海，是南大洋最大的附属海。也是世界上最大的边缘海之一，面积约3.49×10^6 km^2，南连菲尔希内尔冰架，北以南桑德韦奇群岛和南奥克尼群岛为界，西靠南极半岛，东南倚科茨地，东北开阔直通大西洋。海盆深4 500～4 700 m，南极半岛东侧陆架宽150 km，科茨地陆架较窄。年平均气温－3℃，海面布满浮冰，受东南风影响使海冰多堆积于南极半岛东岸。全年以东风为主，年平均风速为6.9 m/s。南部海流属东风漂流，北部属西风漂流。冷而重的陆架水下沉为南极底层水，是世界大洋底层水的主要源地。潮汐为半日潮和全日潮，潮差0.6～3.2 m，最大潮差在南极半岛沿岸。威德尔海海水富含营养盐，是浮游生物最密集的海区之一。南桑德韦奇群岛南侧浮游植物丰富，叶绿素 a 可达4.30 mg/m^3，由此往东往南渐降。

罗斯海(Ross Sea)位于南极圈内，为一浅海，南连罗斯冰架，东靠维多利亚地，北与大洋相通，海面略呈三角形，面积约4.4×10^5 km^2，平均水深477 m，大部分是深度不及500 m的陆架。沿岸是环太平洋火山地震带的一小段，罗斯岛上的埃里伯斯火山就是座活火山。表层水温－2～0℃，水平和垂直变化很小。盐度为33.50～34.70。盛行东风使海水以50～150 cm/s速度自东向西流动，受阻于西岸后转向北流。冬季海面满布浮冰，随流漂动，向北可达南纬63°。潮汐为全日潮，潮差很小，约1 m。罗斯海也是南极底层水的生成源地之一。

普里兹湾位于70°～80° E、66°45′～69°30′ S之间的海域。西与达恩利角相邻，东毗澳大利亚戴维斯站，湾底与艾默里冰架相接，是内陆凹进最大海湾之一。我国南极"中山站"就设在海湾底部，裸露于拉斯曼丘陵的雪盖之上，其坐标为76°22′40″ E，69°22′24″ S。

德雷克海峡(Drake Passage)位于南美南端与南设得兰群岛之间，宽900～950 km，平均水深3 400 m，最深4 750 m。海峡两侧气压相差1 200 Pa，促使南极大陆的干冷空气与美洲大陆相对湿暖的气流南北交换。南极辐合带在南纬60°附近通过海峡中部，东风环流和西风环流在此汇合。表层水温冬季为0.5～3.0℃，浮冰可漂浮至南美南端；夏季为3.0～5.5℃，无浮冰。表层水富含磷酸盐、硝酸盐和硅酸盐，自北向南递增。这里是世界上已知的营养盐非常丰富、有利于生物生长的海区之一。

(三) 地质和地形

1. 陆架

除威德尔海和罗斯海外，南极周围的陆架窄而深，常年承受厚达2 000～

2 500 m冰幔的重压，致使大陆边缘沉陷，是地球上大陆架平均深度 143 m 的 3～4 倍。陆架与陆坡间的“坡折”深达 400～800 m，较其他大洋坡折深度大。陆坡陡峭，坡度为 5%。

2. 海岭

(1) 南斯科舍海岭。呈弧形，在海面下连接了南极大陆与南美洲，露出海面的部分形成斯科舍岛弧，包括南乔治亚岛、南桑德韦奇群岛、南奥克尼群岛和南设得兰群岛。对德雷克海峡水交换和威德尔海环流有显著影响。

(2) 凯尔盖朗－高斯伯格海岭(海台)，呈东南－西北走向。海台的 60° S 以北水浅，在 70° E、50° S 处有一个水深 38 m 的浅滩；海台南部有 Elan 浅滩，最浅处 927 m；海台东南方有 Bangare 浅滩(81° E、60° S)，最浅处只有 185 m。露出海面的岛屿有凯尔盖朗岛。该海岭对普里兹湾北部环流有重要影响。

(3) 中央海岭。它是由太平洋－南极海岭(南太平洋 50° S 以南)、麦克里－巴勒尼海岭(位于罗斯海北－西北部)以及西北向延续体(印度洋南极海盆和南澳大利亚海盆之间)组成，对南极绕极流有重要影响。

3. 海盆

(1) 大西洋－印度洋海盆(也称瓦尔迪维亚海盆)，位于威德尔海和普里兹湾之间。最大深度 6 972 m。

(2) 印度洋南极海盆(也称诺克斯海盆)，位于普里兹湾和罗斯海之间。

(3) 西南太平洋南极海盆，位于新西兰海台东南部，离开南极大陆较远。

(4) 东南太平洋南极海盆(也称别林斯高晋海盆)，它与西南太平洋海盆原本一体，因太平洋－南极海岭从中贯穿，而分成两部分。最大深度分别为 5 455 m 和 6 414 m。

4. 海沟

仅有的一条深海沟叫南桑德韦奇海沟，有的称为默特奥尔海沟(Meteor Depth)。最深处 8 264 m。

洋底沉积结构比较简单，几乎呈同心圆状绕南极大陆分布：靠近大陆边缘的内圈有大量卵石、砾石、冰碛石等冰川海岸沉积物，中圈以硅质软泥为主，靠北界的外圈以钙质软泥为主。

二、风场

洋区陆地少，气温水平差异小，等温线平直，几与纬线平行。洋区大气运动的主要特征是强劲而稳定的纬向环流(图15.1-2)。

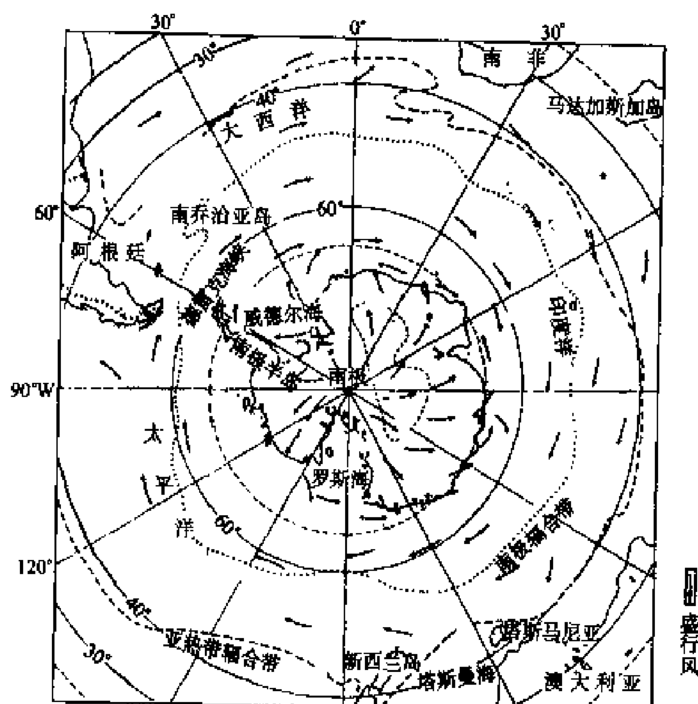


图 15.1-2 南大洋盛行风(Chernia,1980)

除西北－东南向移动的过境低压外，海洋上空没有闭合的低压区或高压区。在副热带高压带与南极反气旋之间有一绕极低压槽，其轴线位于南纬60°～70°之间，所以大部分温带范围内，气压梯度都指向南方，直至南纬60°以南，气压才开始向极地增加。气压梯度力与地球自转偏向力的作用，使南大洋洋面上终年盛行西风。南纬40°～60°之间，气压梯度大，风向稳定，风力强劲，平均风速达每小时33～44 km，构成威胁航行的"咆哮西风带"。盛行西风在高纬区和低纬区之间形成"风壁"，阻挡低纬区暖空气进入南极高原，使南极反气旋保持恒定。冰原上空极其冷密的空气会顺坡而下，这种下降风风速很大，刮来大量松散雪，和沿岸区形成的流冰群一起，大量吸收海洋热量。

三、温、盐度

(一) 温度

1. 表层温度

夏季，在40°～50° S范围内，温度梯度非常大，温度从20℃变化到8℃。这里是南极绕极流的主流区，也是亚南极水所在地。从50° S向南极大陆，是南极表层水占据区域，等温线变得稀疏，6℃海水几乎占据50°～70° S广阔水域(图15.1-3)。

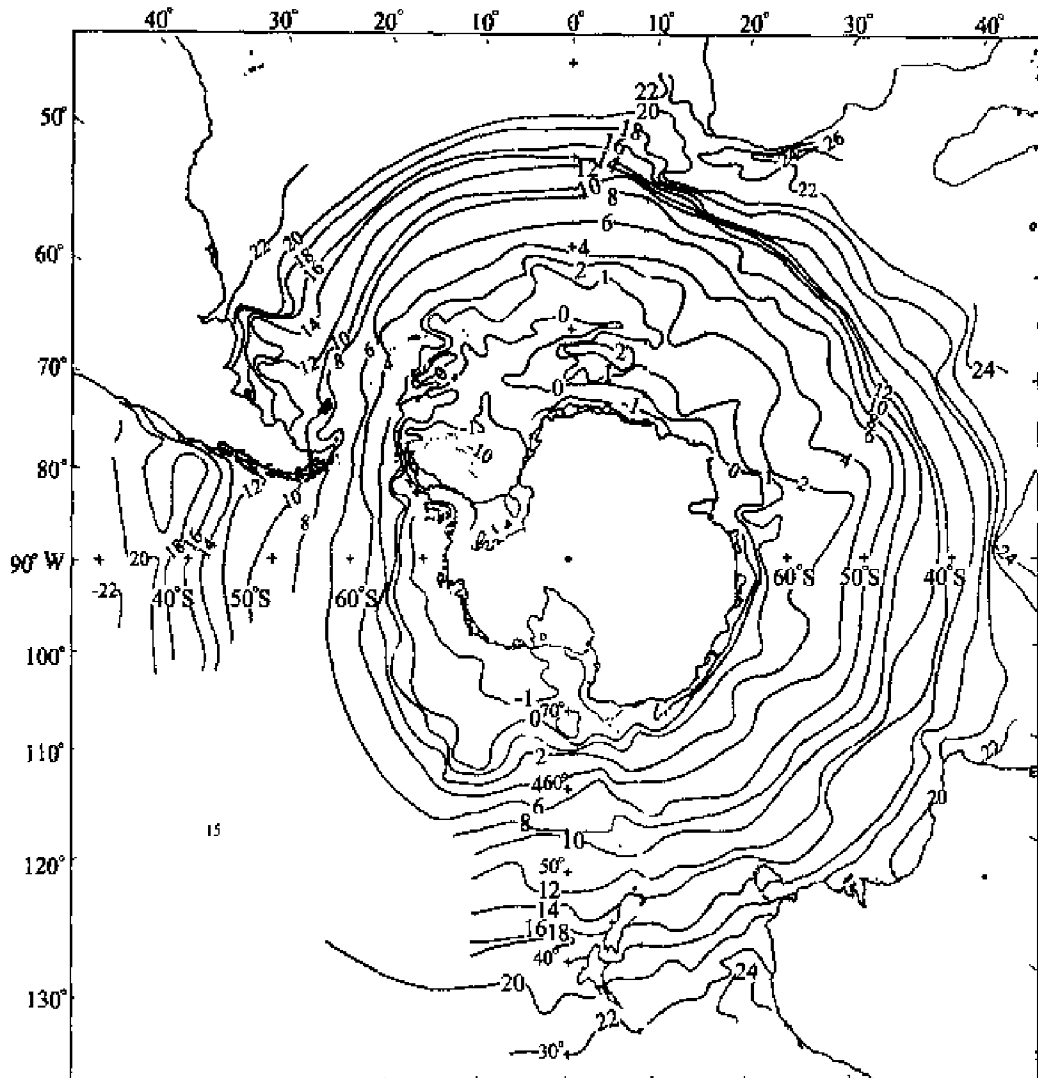


图 15.1-3　夏季表面水温(℃)(1～3 月份)

(Gordon 和 Molinelli, 1981)

冬季,温度降低,在 40°～50° S 范围内,温度从 16℃变到 2℃,比夏季降低 4～6℃;从 50° S 向南极大陆,迅速到达冰的边缘线,水温降到 0 ℃。威德尔海冬季海冰南北宽度可达 2 200 km,其次是罗斯海,冰的边缘线到大陆也有 1 800 km左右(图 15.1-4)。

2. 深层温度

深层温度迅速下降,以 500 m 水深为例,在 40°～50° S 范围内,水温从 8℃降到 3℃。从这里向南极大陆,等温线变得异常稀疏,在 2 000 km 范围内,温度只降低 3℃。由此可见,南极深层水的温度梯度最大处,也是在绕极流流速最强处(图 15.1-5)。

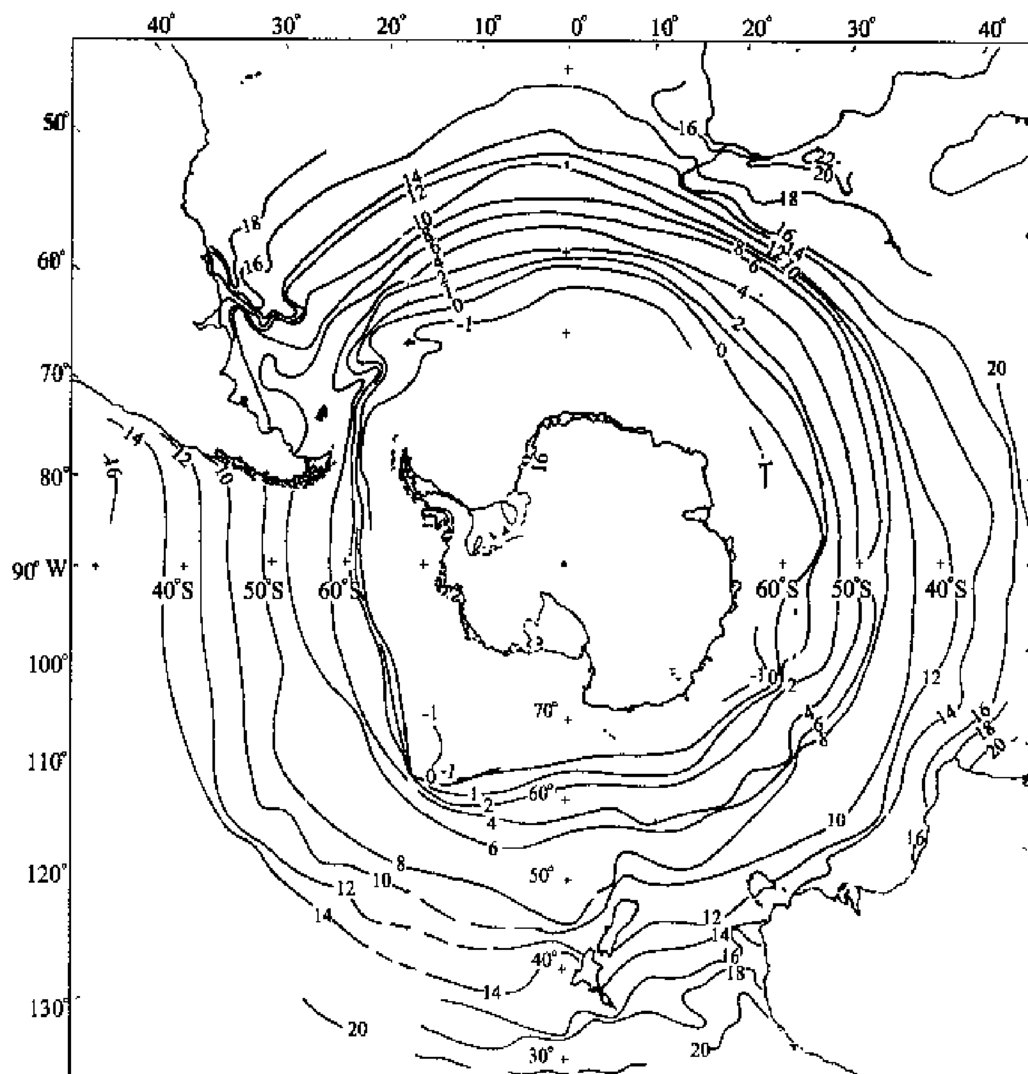


图 15.1-4　冬季海表面水温(℃)(7~9 月份)
(Gordon and Molinelli, 1982)

(二) 盐度

夏季表层盐度分布也具有环极特征:盐度值最高、且梯度变化最大处,都是在 40°~50° S 范围内。在 40° S 附近,印度洋的盐度大约 35,大西洋和太平洋大约为 34.6,显著低于印度洋。到了 46° S 附近,三个大洋的南部,盐度都在 34 左右。然而,从 46° S 再向南直到 60° S 附近,盐度基本没有变化。从 60° S向南极大陆,由于受融冰影响,盐度迅速降低,最低可达 33.6(图 15.1-6)。

(三) 潮汐

潮波自东向西围绕南极大陆传播。以日潮型为主,间有混合潮。潮差不大,除南极半岛尖端处可达 5.0 m 外,通常不及 3.0 m。

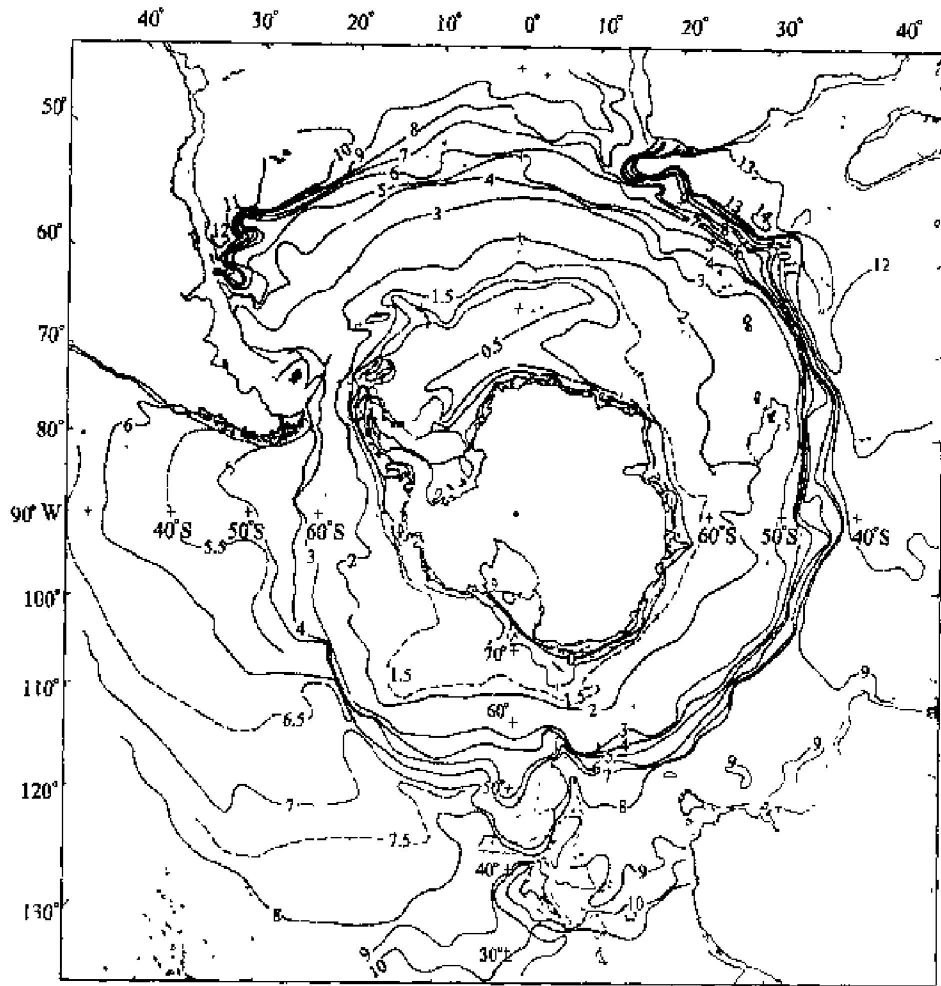


图 15.1-5 500 m 深层的位温(℃)(Gordon 和 Molinelli, 1982)

四、南极锋面

南极绕极流中存在不同锋面：从北向南分别叫：亚热带锋(STF)、亚南极锋(SAF)、南极锋(PF)、南极陆坡锋(ASF)(图 15.1-7)。在开阔的大洋里锋面宽度约 100 km，这大约是 Rossby 局地变形半径的 2～3 倍。这些锋面和南极绕极流一样，也是环极的。但是不同纬度处则具有不同特征。

环南极的锋面形成 4 个不同区域：亚热带锋和亚南极锋之间水域，叫亚南极区；亚南极锋和南极锋之间水域，叫极地锋区；极地锋与南极陆坡锋之间水域叫南极区；陆坡锋之南到大陆边缘水域，叫陆架区。

亚热带锋与南极锋之间水团叫亚南极水；南极锋至南极陆坡锋之间水团称为南极表层水；南极陆坡锋之南陆架区水体叫陆架水。

亚南极水以很低的垂直稳定度为其特征。水温在南大西洋西边最高，在

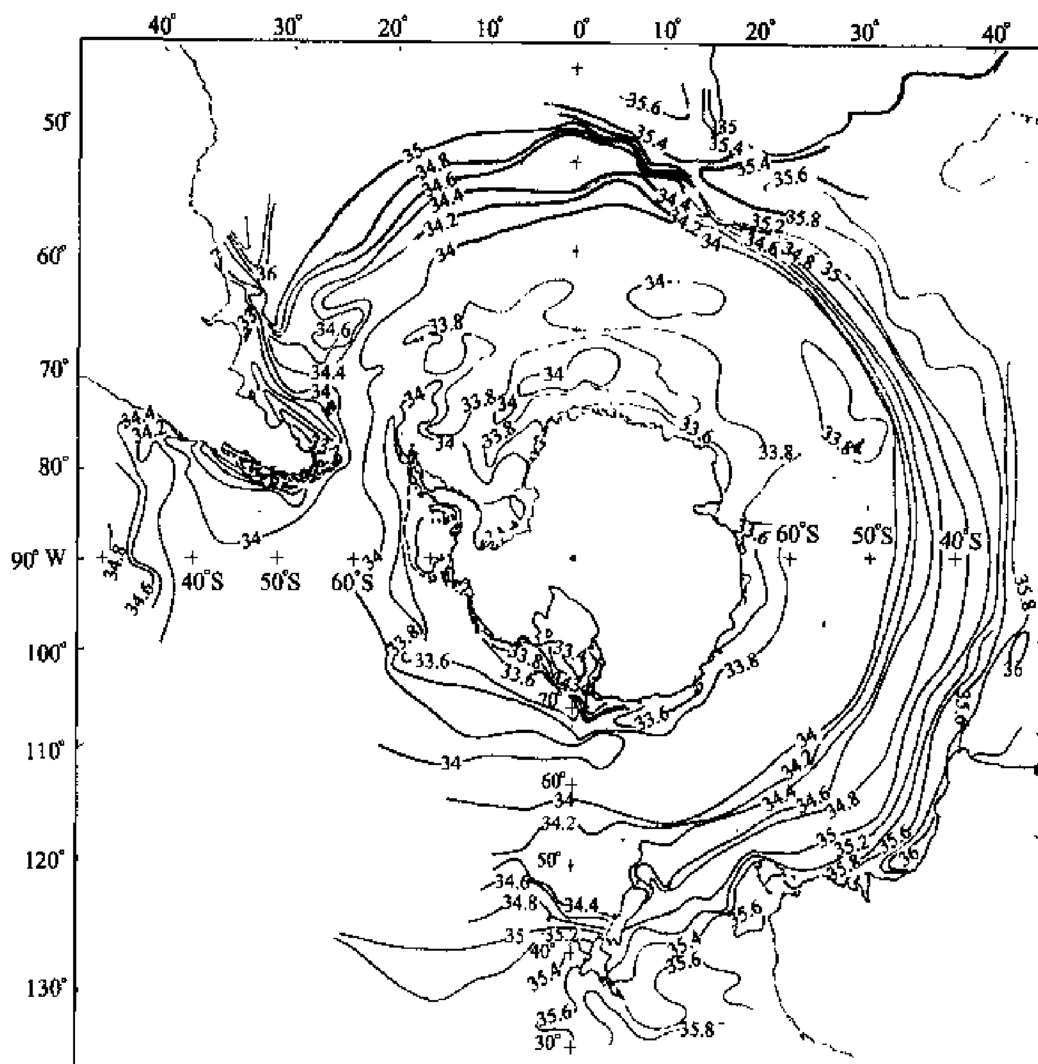


图 15.1-6 夏季海表盐度分布(1～3 月份)

(Gordon 和 Molielli,1982)

太平洋东南最低。McCartney(1977,1982)认为,位于东南太平洋的亚南极水在德雷克海峡和斯科舍海经受格外冷却后进入大西洋,在这里被定义为南极中层水。然而 Piola and Georgi(1982)则认为,海气热交换不足以将太平洋亚南极水转变成大西洋的南极中层水。

德雷克海峡中也有三个锋面(图 15.1-8)。在德雷克海峡,锋面宽度约 50 km,在极地锋带,表面特征界于环流以南的南极表层水和以北的亚南极水之间。极锋在德雷克海峡是双模态的,分别位于相隔 90 km 的两个纬度上。下面以印度洋中国极地调查资料作为例子,来分析四个锋面特征。

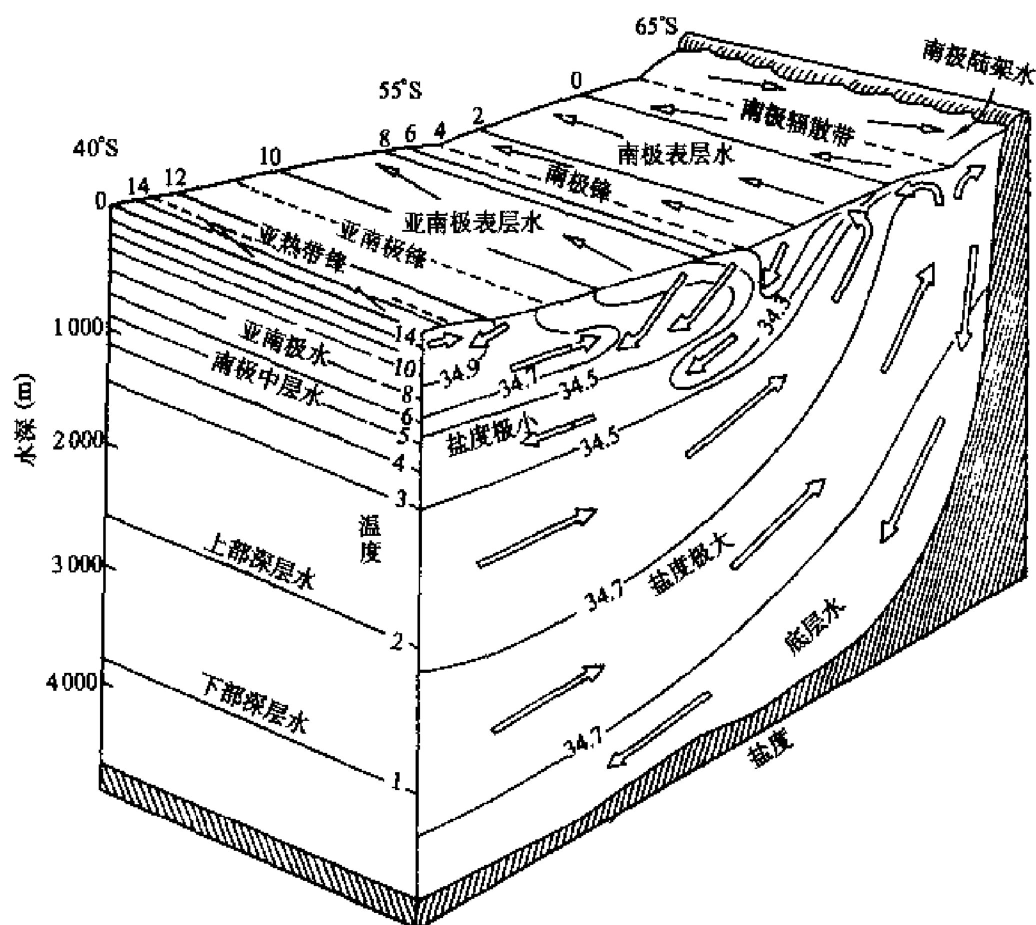


图 15.1-7 南大洋的水温(℃)、盐度及锋面结构(Brodie, 1965)

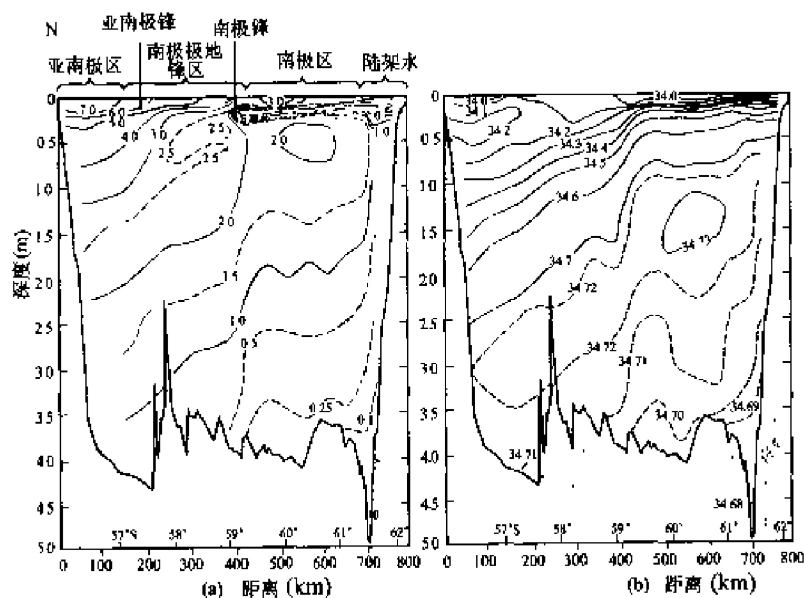


图 15.1-8 德雷克海峡中温、盐断面(T. Whitworth Ⅲ, 1988)

(一) 南极陆坡锋(ASF)

南极陆坡锋,是绕极深层水在陆坡附近上升而形成。它与南部南极陆架水之间构成强锋面,次表层温度、盐度存在较强的水平梯度。深度范围约 500 m。Bindoff et al(2000)分析了 80°~150° E 南极大陆坡上的环流和水团,指出南极陆坡锋的变化和位置与陆架坡折非常一致。由于它位于南极陆架边缘,因此,又称为陆源水边界锋(CWB)。

ASF 以南直到陆架区,表层水的温度低于 0℃,盐度在34.0~34.5,具有低温、高盐特征。该水团是冬季由于强烈的冷却(降温)和结冰(增盐)而形成。由于密度高,对流混合强烈,加之,上升的深层水在这里再次沉降,因此较大深度上都具有这种水体特征。夏季由于太阳辐射加强,表层温度升高,融冰又使盐度较低,形成高温、低盐、低密度的夏季表层水,有效地保护了下层,使次表层仍然能够保持冬季低温的特点。在陆架上,南极表层水温度更低,最低温度甚至低于 -1.88℃,直至陆架底部,温度基本均一。

2002 年 2~3 月,根据高郭平等人观测,在 78° E 这条经线上,南极陆坡锋位于 64.7° S。这里等温线密集,100 m 深度上水平温度梯度在 0.47℃/10 km 左右,200 m 深度温度梯度为 0.24℃/10 km(图 15.1-9a)。而盐度断面的水平变化为 34.3~34.7(图 15.1-9b)。

和历史资料相比,在 73°~78° E 的经度范围内,南极陆坡锋的位置在 64.5°~65.6° S之间变化(表 15.1-1)。

表 15.1-1 75°~78° E 的经度范围内不同年份 ASF 的位置

年份	经度(° E)	锋面位置(° S)	最大温度梯度(℃/10 km)	文献作者
1991.1	78	65	0.21	陈明剑等(1995)
1993.1	73.5	64.8	0.27	侍茂崇等(1995)
1999.2	75.4	64.45	0.2(100 m),0.25(200 m)	中国 15 次南极考察
2000.3	75.5	65.55	0.28(100 m),0.20(200 m)	中国 16 次南极考察
2002.3	78	64.7	0.47(100 m),0.24(200 m)	高郭平等

(二) 南极锋(PF)

南极锋即南极辐合带。向北运动的南极表层水与绕极流相遇,然后辐合下沉,逐步变成南极中层水,并以薄层状缓慢向北运动。海面发生这种下沉的南北范围约几十公里,呈现稳定环形锋面带围绕着南极,这也是南大洋划分为南极海区和亚南极海区的界线。本文参照 Belkin et al(1996)分析南印度洋锋面的判据为准,即以次表层(100~300 m)中最低温度层的北界 2℃ 等温线来确定。

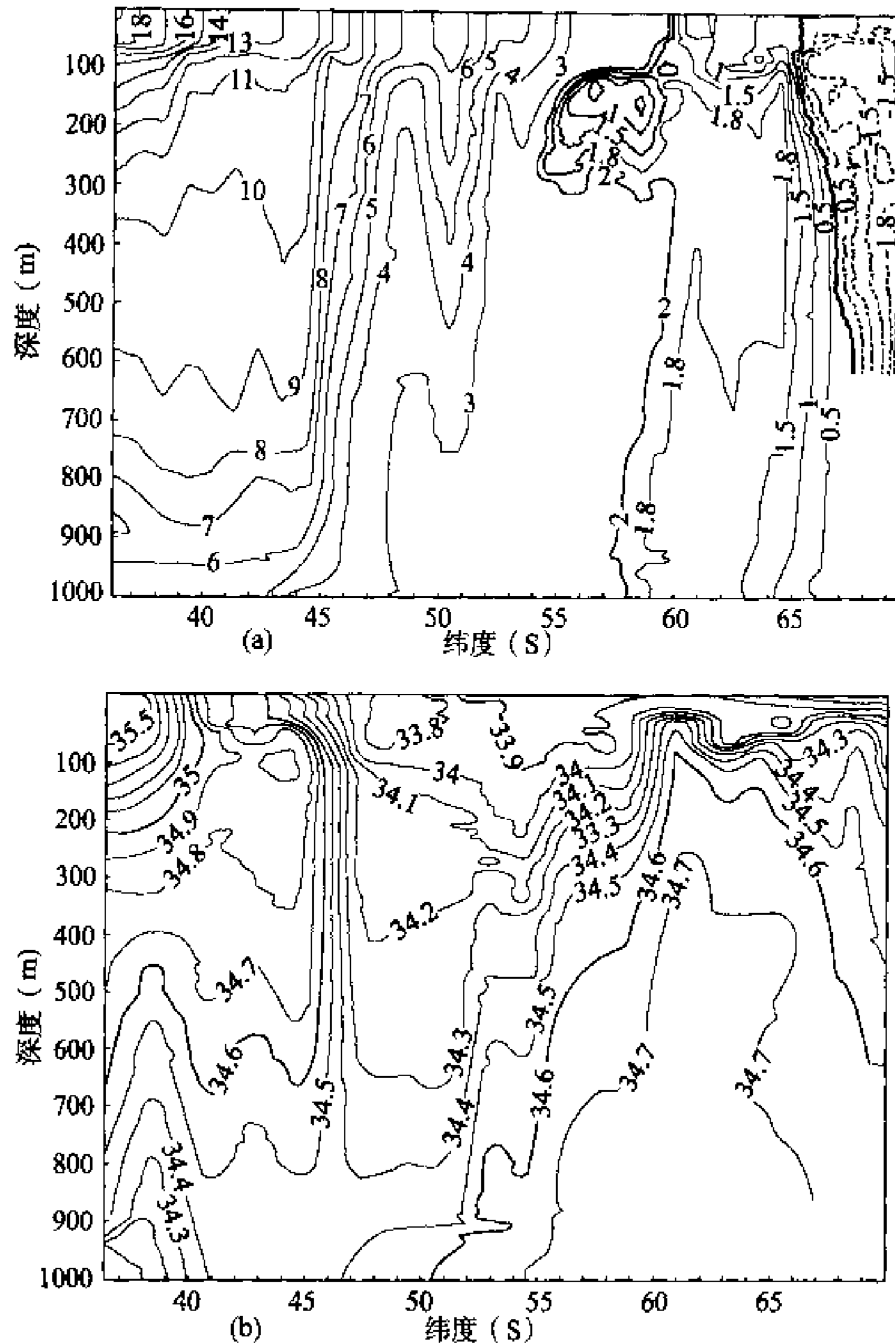


图 15.1-9 2002 年夏季 92° E 经线上温度(a)、盐度(b)分布(高郭平等,2003)

由图 15.1-9 可知,2002 年夏季,92° E 这条经线上 PF 的位置在 54° S 附近,PF 锋面的以南的测站,在 100～300 m 左右的深度上温度低于 2℃,锋面处最大温度梯度为 0.28℃/10 km,深度为 100 m 左右。和其他年份相比,温度梯度较大,但是位置基本一致(表 15.1-2)。

表 15.1-2　不同年份观测的 PF 的位置

年份	经度(° E)	锋面位置(° S)	最大温度梯度(℃/10 km)	文献作者
1979—1990	108	51.1	0.21	侍茂崇等(1995)
1993.1	97	53	0.27	苗育田等(1995)
1998.1	92.5	53.5	0.265	中国 14 次南极考察
1999.2	100	52.2	0.18	中国 15 次南极考察
2000.3	84	53.0	0.65	中国 16 次南极考察
2002.3	92	54	0.28	高郭平等

(三) 亚南极锋(SAF)

南极表层水继续向北，再次辐合下沉，形成亚南极锋。

关于亚南极锋的判据标准，不同学者也有不同的意见。根据 Park et al (1993)的判别标准：即 200 m 深度上温度为 4～8℃、盐度在 34.1～34.5 范围为亚南极锋。

2002 年 3 月，在 99.8° E 的这条经线上，亚南极锋面位于 46.8° S 附近。相应 200 m 深度的温度为 5.6℃，盐度为 34.2，温度锋面的强度在 100～400 m 的深度可以达到 0.23℃/10 km，盐度锋面的强度为 0.03～0.05/10 km 左右。历史资料表明(表 15.1-3)，亚南锋位置没有大的变化。

表 15.1-3　不同年份观测的 SAF 的位置

年份	经度(° E)	锋面位置(° S)	最大温度梯度(℃/10 km)	文献作者
1979—1990	110	47.39	200 m 层温度为 5.6℃	侍茂崇等(1995)
1993.1	105	48.2	200 m 层温度为 6.0℃	苗育田等(1995)
1998.1	101.1	47.0	200 m 层温度为 5.5℃	中国 14 次南极考察
1999.2	102.7	46.0	200 m 层温度为 5.8℃	中国 15 次南极考察
2000.3	96.0	47.0	200 m 层温度为 6.2℃，盐度为 34.2	中国 16 次南极考察
2002.3	99.8	46.8	200 m 层温度为 5.6℃，盐度为 34.2	高郭平等

(四) 亚热带锋(STF)

它是从低纬度来的亚热带水与绕极流北界相遇形成的辐合带。对于东南印度洋，以 200 m 深度上核心温度为 12℃ 确定亚热带锋面的位置较为合适。2002 年 3 月亚热带锋的位置在 109.5° E，37.4° S 附近，最大温度梯度出现在 150～250 m 深度附近，强度为 0.2℃/10 km，最大盐度梯度为 0.08/10 km，深度为 150 m 左右。历史资料与其比较结果列于表 15.3-4。

表 15.3-4 不同年份观测的 STF 的位置

年份	经度(°E)	锋面位置(°S)	文献作者
1979—1990	110	37.5	侍茂崇等(1995)
1993.1	110.0	37.2	苗育田等(1995)
1998.1	110.5	38.0	中国 14 次南极考察
1999.2	110.0	38.0	中国 15 次南极考察
2002.3	109.5	37.4	高郭平等

由此可以看出，在夏季在澳大利亚西南端 110° E 的范围内，亚热带锋的位置在 37.2—38.0° S 范围内变化。

五、南极绕极流

主要流型是巨大的南极绕极流(图 15.1-10)。除南极沿岸一小股流速很弱的东风漂流外，其主流是自西向东运动的风生漂流。南北跨距约 3 000 km (35°S—65°S)，与西风带平均范围一致。其厚度是自海面到海底的整个水层。

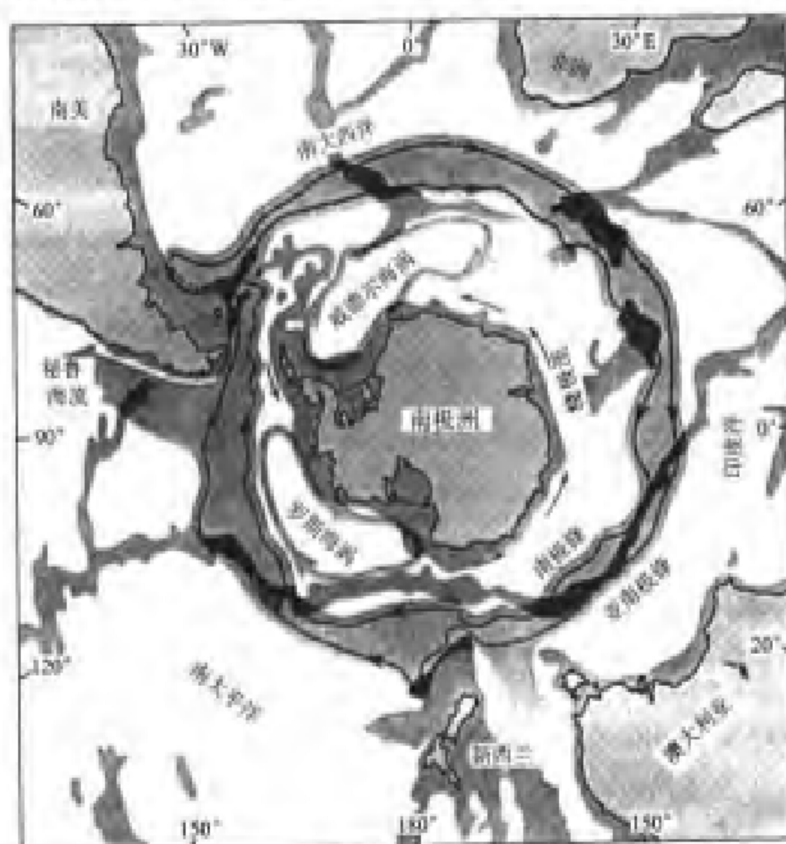


图 15.1-10 南大洋极锋线和环流图(T. Whitworth Ⅲ，1988)

(一) 南极绕极流和海岸、海底地形密切相关

风并非绝对稳定、陆块之间距离在某些地方明显缩小、海底地形起伏，以

及地球自转偏向力作用，使整个环流未能出现纯纬向运动。

在澳大利亚以南，受陆地和塔斯马尼亚岛影响，南极绕极流顺着纬向分布的中大洋脊以北的深海平原流动。然后在塔斯曼海以南转向极地方向，并沿着中央海岭顶部流动，在这里呈现出许多涡和波的特征。到了新西兰海台以南分成两支：一支（主要的）继续沿着中大洋脊向东，另一支（次要的）沿着新西兰海台的边缘流向东北，然后在南纬 50°附近延伸到西南太平洋内。在南太平洋的中大洋脊的断裂带处高度汇集，在东南太平洋海盆延展成较宽的流。

南美大陆的南伸和南极半岛构成了该环流的主要障碍。南美大陆南端迫使环流北侧的一部分水流沿智利海岸北上，而另一部分流向东南；南极半岛西海岸的走向则迫使环流南侧的水流改向东北。流向东南和东北的两股水流在德雷克海峡汇合并向东急速穿过，到了海峡东面，一条支流转向北，形成福克兰海流，主流仍继续向东。然后越过斯科舍海脊到达阿根廷海盆后向东流去。从德雷克海峡流入到斯科舍海环流变化剧烈，包含着众多的瞬时变化的涡和弯曲。

继续向前行动的南极绕极流在南纬 50° S 处穿过大西洋到达凯尔盖朗岛附近海域，在印度洋部分的南极绕极流是和阿格尔赫斯回流（Agulhas Return Current）密切相关。南极绕极流穿过印度洋后，缓慢转向极地方向。

当绕极流接近所有海岭时，流速加快且转向北；当接近所有海盆时，海流减速且转向南。平均流速约 15 cm/s，在流速最快的德雷克海峡处，曾测得 50～100 cm/s的流速。尽管流速不大，但随深度减弱很小，导致南极绕极流有巨大的流量。通过德雷克海峡总流量估计为 $100\times10^6\sim150\times10^6$ m^3/s，堪称世界海洋中最强者。

（二）南极绕极流形成机制

普遍认为南极绕极流的驱动力是表面风场。南大洋西风带非常强盛，大部分洋区风力最大值超过 0.2 N/m^2。特别是印度洋，那里南极冰帽向北延伸，压制了大洋上的空气热力梯度，加强了纬向风。风场引起南极绕极流以南的 Ekman 辐散（上升流）和北边的辐聚（下降流）。上升流可以使密度跃层变浅，这种效果将被表层水向下夹带所平衡。在冬季这种夹带被风生混合和浮力迁移所驱动。这种平衡对混合层的全部热量和海水收支平衡、表层静力稳定性、季节性海冰平衡都是至关重要的。

南极绕极流的向北 Ekman 输运的最大值，与表层水的相对大的径向速度不一致。这意味着南极绕极流周围存在很强下降流，南极中层水的形成即和它有关。南极绕极流北部，冬季混合层很深，它是形成亚南极水的主要原因。

它和南极中层水一起使更低的温跃层和其下接的水层得以沟通。

南极绕极流以南的深海受正的风应力旋度影响，加上上升流的联合作用，导致向极地的 Sverdrup 输运。Everson and Veronis(1975)认为，在强大的西风带以南，南极半岛作为其西边界和东边界，总的 Sverdrup 输运达到 300 Sv。这仅需要大小为 0.4 cm/s 的平均的向极的斜压速度就可完成。水文观测表明，南极绕极流以南斜压流特征速度有 1 cm/s 左右。大陆坡上边界流，以及三个呈气旋流动(顺时针)的亚极地涡：威德尔涡、罗斯海涡(罗斯海东南)、以及凯尔盖朗涡(凯尔盖朗海台以东)的西边界流流速可达 5～10 cm/s。

在德雷克海峡中平均表面流速度是 20～30 cm/s。穿过海峡的平均水量是 125 Sv。有 ±25%左右变化(Whitworth and Peterson, 1985)。以空间尺度为 40～100 km 中尺度变化为主。穿过德雷克海峡平均流的 70%是斜压的，但是其波动则以正压流为主。大尺度近表层流速有明显的半年变化：在 3 月和 9 月达到最大值(Large and van Loon, 1989)。根据德雷克海峡南北两侧所测得的海底压力表明，这个半年周期的近表层流速度变化范围只有 3 cm/s。Cunningham et al (2001)根据 WOCE 试验结果，相对于 3 000 m 的零面，绝对输运是(107 ± 10.4)Sv。相对于最深的共同面的斜压输运是(136.7 ± 7.8) Sv。

大部分输运发生在南极绕极流的两个带内：极锋带(极地锋和亚极地锋之间水域)是(57.5 ± 5.7)Sv，亚南极带(亚极地锋与亚热带锋之间水域)上是(53 ± 10)Sv。在极地锋以南与陆坡锋(又称大陆水边界)之间涡动频繁海区，输运为 16 Sv。陆坡锋以南输运仅为(9.3 ± 2.4)Sv。

根据 300 个 FGGE 浮飘资料估计结果，在绕极流的北界(又称环极线)以南，东向速度最大值发生在 3 和 9 月，在环极线以北，东向速度最大值发生在 6 和 12 月。根据观测结果，在太平洋，环极线大致位于 50° S，在大西洋和印度洋，环极线则位于 40° S 附近。表面流的半年周期变化，是对半年周期的风应力的正压响应。

六、水团

洋区海水按温盐结构可分为 6 个水团：南极陆架水、南极表层水、亚南极表层水、南极中层水、绕极深层水、南极底层水(参见图 15.1-7)。

南极陆架水是一种致密的冷水。因南极大陆周围流冰群而形成，冰下水体变冷，约 −1.9℃，且盐度增大直至下沉，夏季温度为 −1.8～ −0.5℃，盐度为 32～34。

南极表层水和亚南极表层水是南大洋表层的两种水团。冷且淡的南极表层水位于南极区,水层厚度 100～200 m,受南极大陆气候影响,季节效应明显。冬季,表层非常均匀,盐度为 34～34.5,温度可达 0～1℃或 2℃;夏季,融冰耗去大量太阳辐射热,水体升温很少,除无冰区经充分混合后有一厚度为 50～80 m 的较暖水层外,其下水温极低,盐度也低。亚南极表层水在南极表层水以北的亚南极区,水层厚而均匀,比南极表层水稍暖也略咸些。该水团与来自温带的暖水相遇所形成的海洋锋面,就是作为南大洋北界的副热带辐合带。

西风与地球自转偏向力使冷且淡的南极表层水北流,下沉在密度较小的亚南极表层水之下,形成向北流的南极中层水,其踪迹可达三大洋赤道以北,在北大西洋远达北纬 25°附近。其低盐特征一直延展到南大洋温跃层的底层,并在大西洋进入到北半球。McCartney(1977) 就传统的南极中层水的理论提出新的解释。

绕极深层水,位于从几百米到 3 000～4 000 m 之间处,温度约 0.5～2.5℃,盐度为 34.70～34.76,最高温度在 500～600 m 深处,最大盐度在 700～1 300 m深处,温盐最大值绕极分布均匀,差别甚微。该水团可细分为上、下两层:上层出现温度最大值和溶解氧最小值;下层是该水团的主体,以盐度最大值为特征。向南流的绕极深层水抵达南极大陆海岸附近,向上运动,构成滋养海洋生物的上升流带。强劲西风和高纬处盛行东风之间出现表层流的辐散,加剧了绕极深层水在海岸附近的涌升。水体这一强烈的垂直运动区就是南极辐散带,也呈绕极状,但没有封闭,中断于德雷克海峡东面。

南极底层水位于 3 000～4 000 m 以下的南极海盆底部,由流过狭窄陆架的南极陆架水与绕极深层水约以 1:1 的比例混合,下沉到海底形成的。具有低温高密的特性,温、盐度终年约为 -0.5℃和 34.66。高密度使其向北呈扇形展开流入三大洋的洋盆,影响所及可达大西洋的 40° N 和太平洋的 50° N,对各大洋的总热量平衡至关重要。流出的水体由等量的流入水体予以补偿,这就是叠加其上向南流的绕极深层水。

七、海冰

海冰有两类:由海水冻结而成的海冰和由冰架前缘崩解入海而成的冰山。

洋区南部海冰冰场广阔,夏季大约有 2.789×10^6 km^2,冬季冰盖洋面约 17.368×10^6 km^2。冬季期间,最大冰盖面几乎占 40° S 以南海洋面积的约 30%(图 15.1-11)。南极大陆周围,海冰平均厚度为 2 m,在东风影响下向西

漂移，方向偏于风向左侧约 30°，大量积聚在岬角、冰舌和南极半岛东侧。夏季，冰盖面积渐次缩小。卫星照片揭示，海冰间有许多巨大的无冰区，称为"冰间湖"，对研究辐射和热平衡至关重要。

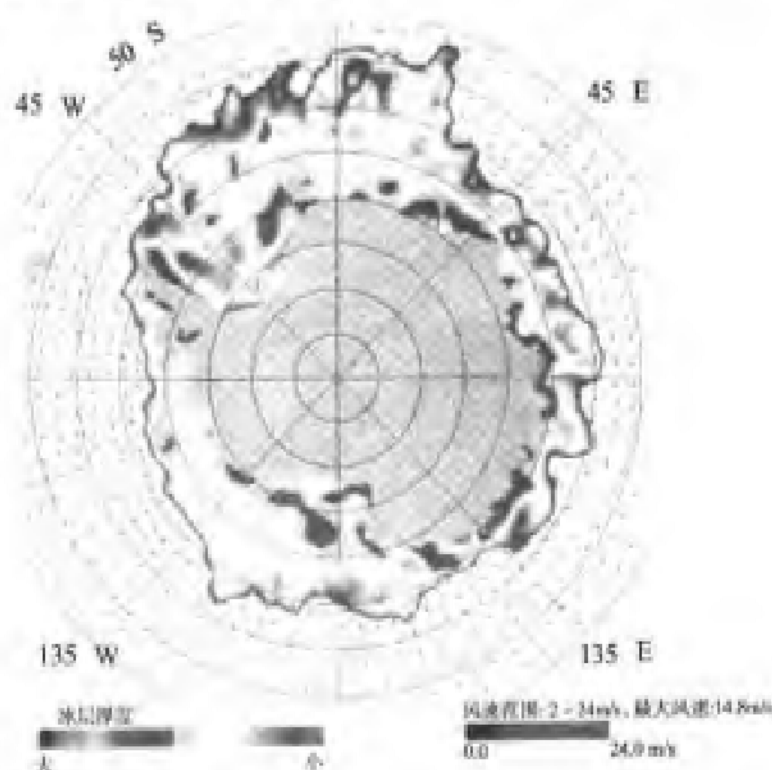


图 15.1-11　南极极锋以南海区冰场和平均风矢量
(1992 年 8 月 31 日—9 月 5 日)(见彩图 5)

冰山，是大陆冰盖边缘或峡湾冰川末端崩解入海的巨大漂浮冰体。冰山为陆冰，是由积雪转化而成的冰川冰，不同于海洋表面水冻结而成的海冰。冰山的形态很不规则，冰体大部分在水下，露出水面的冰体仅占 1/8。南大洋的冰山主要来源于罗斯海和威德尔海的冰架，每年约产生 1 800 km³，颜色较白，密度较小，体积巨大，顶部扁平。常见的冰山长达 8 km 左右，但高度很少有超过 35 m 的。曾经记录到的南大洋特大冰山长约 330 km、宽 100 km，露出水面高度约 30 m，吃水深度为露出水面高度的 5～7 倍。由于吃水深度大，冰山移动主要受海流影响。大多数冰山被流冰群阻塞在极锋带以南，少量随海流北移，抵达温度为 0℃ 的表层水附近时开始缓慢融化。一般冰山寿命约 4 年，极大冰山可持续相当长时间。冰山北移可远至大西洋的 35° S，印度洋和太平洋分别为 45° S 和 50° S。漂移的冰山威胁航行，融化的冰山给南大洋水团带来淡水，但消耗海水热量。

第二节　北冰洋

一、地形

北冰洋位于地球最北端，为亚洲、欧洲和北美洲大陆所环抱。在亚洲与北美洲之间由白令海峡通太平洋，在欧洲与北美洲之间以冰岛－法罗岛海丘和威维尔－汤姆森海岭与大西洋分界，由丹麦海峡及史密斯海峡与大西洋相连。周围为宽阔的大陆架(图 15.2-1)。

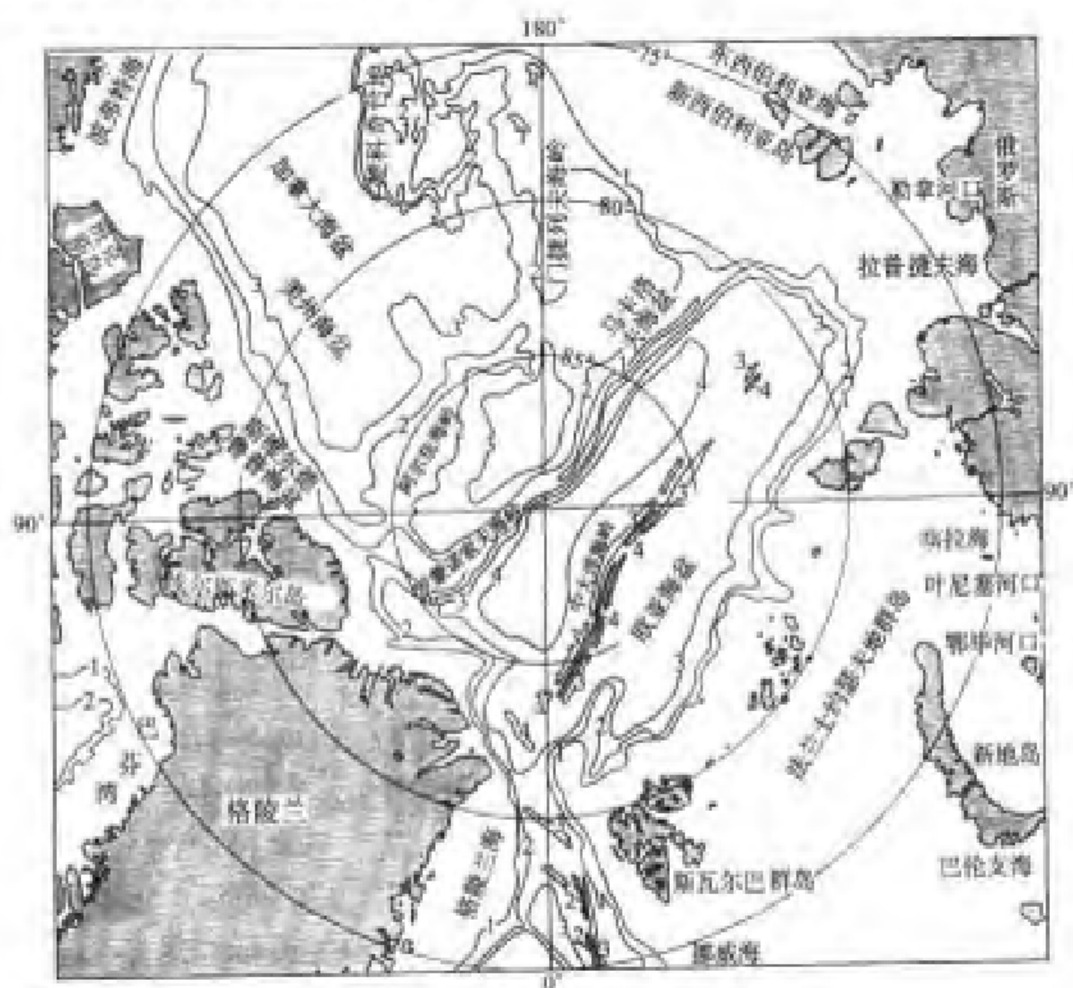


图 15.2-1　北冰洋地理位置及水下地形

北冰洋略呈椭圆形，沿其短轴方向，有一系列长条形的海岭和海盆。主要海岭有 4 条：阿尔法海岭、门捷列夫海岭、罗蒙诺索夫海岭和中大洋海岭。罗蒙诺索夫海岭大致从新西伯利亚群岛穿过北极点附近，延伸至格陵兰岛北岸，岭脊距海面 1 000－2 000 m。阿尔法海岭和门捷列夫海岭从亚洲西侧的弗兰

格尔岛起延伸至格陵兰岛西侧的埃尔斯米尔岛附近(60° W),与罗蒙诺索夫海岭汇合。中大洋海岭(也称南森海岭)位于罗蒙诺索夫海岭另一侧,它起自勒拿河口,到格陵兰岛东侧(0° E),与穿过冰岛而来的北大西洋海岭连接。长约2 000 km,宽约 200 km。

四条海岭把北冰洋深海区划分为三大部分:靠亚欧大陆一侧的为欧亚海盆,一般深 4 000 m,最大深度位于斯瓦尔巴群岛以北,也是北冰洋最大水深处;靠北美洲一侧的为加拿大海盆;位于罗蒙诺索夫和阿尔法两海岭之间的是马卡洛夫海盆。此外,北冰洋大陆边缘还被许多海底峡谷所分割,其中最大的是斯瓦太亚·安娜峡谷,位于喀拉海北部,长度超过 500 km。

北冰洋海岸线曲折,有许多浅而宽阔的边缘海。在亚欧大陆沿岸的边缘海有巴伦支海、喀拉海、拉普捷夫海、东西伯利亚海和楚科奇海等。北美洲沿岸的有波弗特海,格陵兰岛之东的格陵兰海。北冰洋岛屿众多,均属大陆岛,分布在大陆架处,其数量仅次于太平洋,在各大洋中居第二位。流入北冰洋的主要河流有鄂毕河、叶尼塞河、勒拿河和马更些河等。

在世界大洋中北冰洋是最小的一个大洋,也是最浅的一个大洋。面积约为 1 478.8 万平方公里,仅为太平洋的十二分之一。平均水深为 1 097 m,仅及太平洋的三分之一。最大水深为 5 499 m,还不到太平洋的二分之一。

二、气候

因地处高纬区,全年得到的太阳辐射较少,夏季冰雪融化又要消耗大量热量,所以平均气温要比地球上其他区域(南极除外)低得多。冬季,极区附近极夜期长达 179 d,最冷月份(1~3 月)平均气温约为 -40℃,近海区为 -30℃,最低温度为 -53℃。夏季,极昼期则长达 186 d,最暖月份(7~8 月)平均气温在极地附近为 0℃,沿岸地区可达 5~9℃,有时甚至在极地区域亦可增至 2℃。零度以上温度出现时间,沿岸地区能维持 2~3 个月;中部洋区却少于 1 个月。冬季,有较长的晴天。云雾天多是北冰洋夏季最典型的天气。由于气旋活动,北冰洋风的状况较为复杂。疾风(15 m/s 以上)很少,月平均风速为 4~6 m/s。降水形式终年为雪,即使极地盛夏也不例外。北冰洋边缘地区常发生暴风雪,尤其在冷暖气团交汇处更加频繁。北极上空常年被反气旋控制,冬天在西伯利亚上空发展成为强大的反气旋活动中心,在西伯利亚和极地反气旋之间,形成了由西向东延伸的低压槽,不断把从大西洋来的暖湿空气带到北冰洋腹地;同时由于大西洋暖流的延伸,北极寒冷气候有所缓和。因此,北半球的绝对冷源不在极地,而在亚洲大陆的维尔霍扬斯克。整个洋区的降水量

比蒸发量要大 10 倍。

三、水文特征

大部分水域的表层覆盖着冰雪，是北冰洋水文上突出的特点。在水团、环流上，也具特色。

（一）水团

有北冰洋表层水，大西洋中层水，太平洋中层水和北冰洋底层水。北冰洋表层水位于水深 200 m 以内的上层，从夏到冬，盐度由 28.0 增加到 32.0，水温则从 -1.4℃ 降到 -1.7℃。夏季融冰时节，除局部地区无冰外，低盐暖水往往在多年冰盖下形成不到 1 m 厚的淡水层，水温则接近冰点；冬季此淡水层又重新结冰。在 30～50 m 水层内，温盐度在垂直方向上相对均匀。50 m 层以深，盐度随深度急剧增加。在欧亚海盆 100 m 深层和美亚海盆 150 m 深层，水温开始升高。100 m 处温度低于 -1.5℃，而后逐渐增加，到 200 m 处可达 0℃。大西洋中层水，位于 200～900 m 水深处，是进入北冰洋相对高温、高盐的大西洋水逐渐冷却后形成的。盐度变化在 34.5～35.0 之间，最低温度为 0.5～0.6℃。太平洋中层水，位于美亚扇形区，是太平洋入侵的暖而淡的水与当地冷而咸的水在楚科奇海互相混合后形成的，并楔入加拿大水域；盐度为 31.5～33.0，温度为 -0.5～0.7℃。北冰洋底层水，位于大西洋中层水之下直到洋底，具有几乎不变的盐度(34.93～34.99)和温度。但欧亚海盆的底层水温要比美亚海盆的低，前者为 -0.7～0.8℃，后者为 -0.3～-0.4℃，这是由于两个海盆被海岭所隔，深层水流动受阻之故。

（二）环流

在北冰洋表层环流中起主要作用的是大西洋海流的支流——挪威海流和西斯匹次卑尔根海流(图 15.2-2)。挪威海流经过挪威海，进入巴伦支海，西斯匹次卑尔根海流从格陵兰岛和斯瓦尔巴群岛之间通道的东部，进入北冰洋。它们是高盐暖水，比周围水重，在斯瓦尔巴群岛以北下沉，形成了位于 200～600 m 深度上的暖水层，并沿北冰洋陆架边缘做逆时针方向运动，它的某些支流则进入附近的边缘海。从楚科奇海和东西伯利亚海穿过中央洋区沿着欧亚海盆长轴到弗拉姆海峡有一支越极海流、流过格陵兰海，并入东格陵兰海流。开始只有 2～3 cm/s，越过极地后，流速增至 8～10 cm/s。北冰洋的冷水主要通过拉布拉多海流和格陵兰海流注入大西洋。此外，在加拿大海盆表层还有一反

气旋型环流,流速只有 2 cm/s,仅在阿拉斯加北部流速增至 5~10 cm/s。

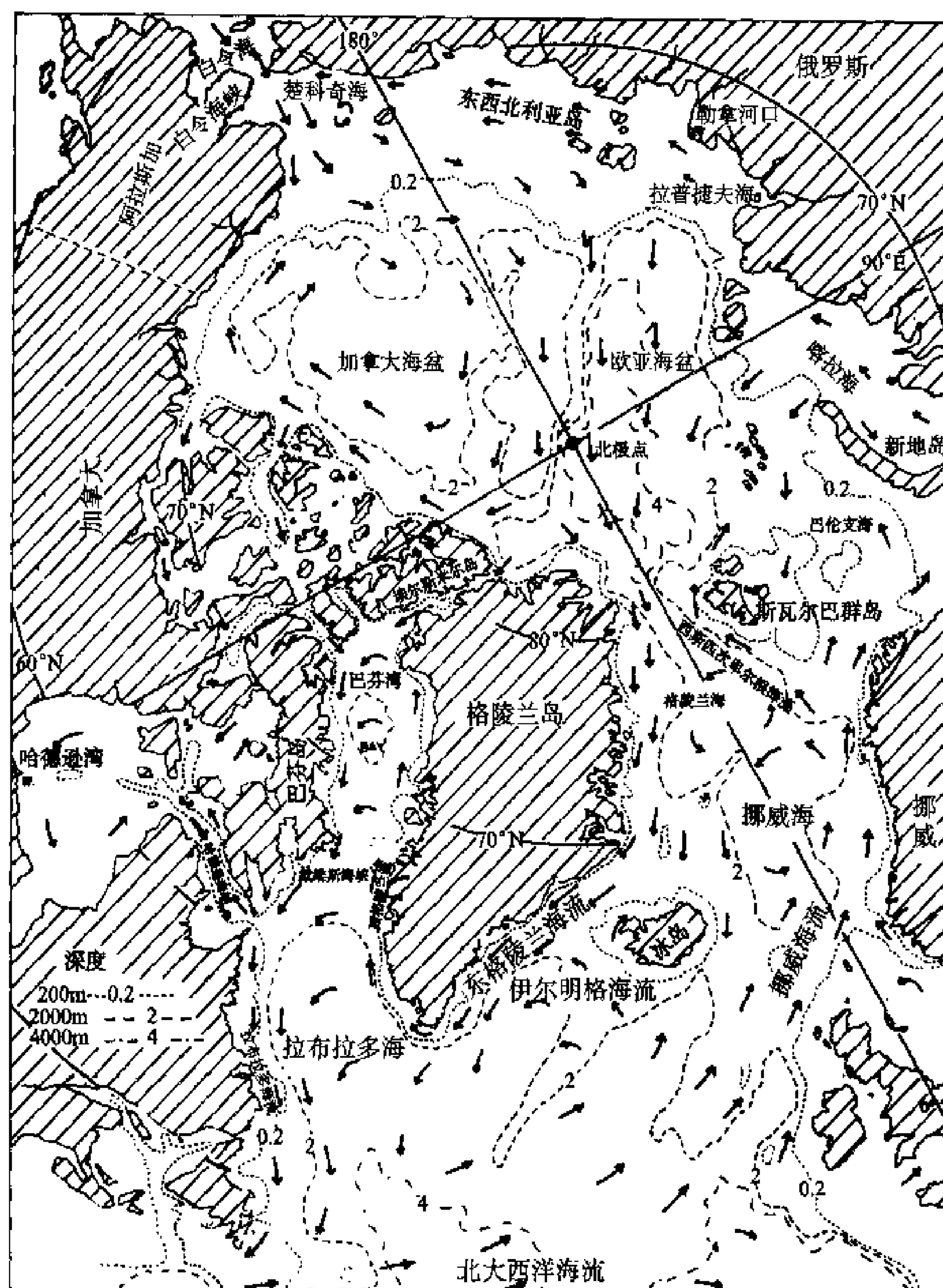


图 15.2-2　北冰洋表层海流(The Arctic Ocean, London, 1982)

北冰洋深层水交换(图 15.2-3)主要在海盆内部进行,主要入水通道是挪威海流的东分支——巴伦支海海流和挪威海流西分支——西斯匹次卑尔根海流;出水道则是沿格陵兰岛末部沿岸南下。

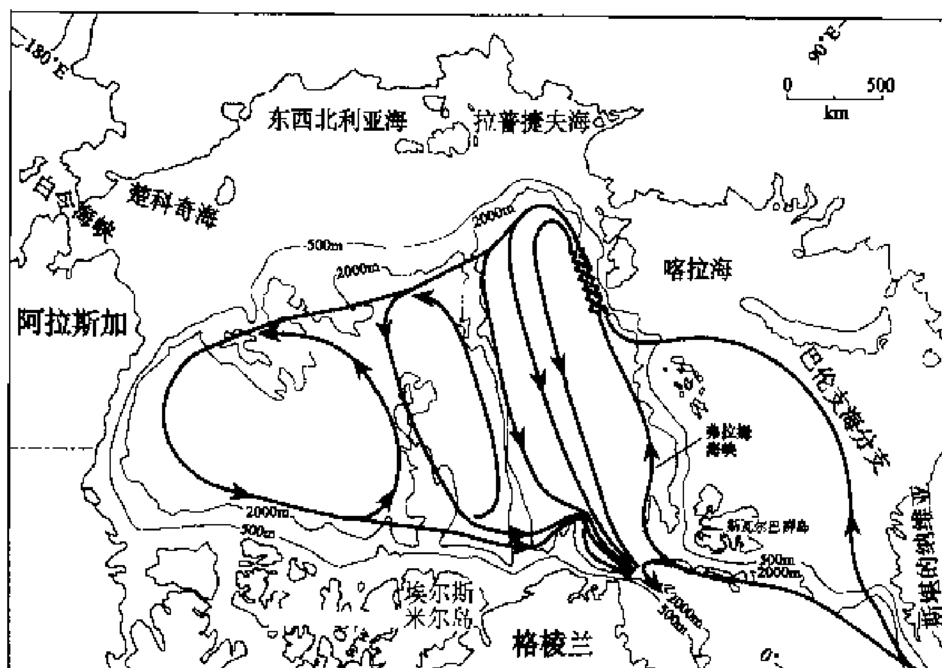


图 15.2-3 北冰洋深层海流(200～1 700 m)(B.Buduls et al,1994)

北冰洋和外界的水交换,主要经过格陵兰岛和斯瓦尔巴群岛之间的通道和斯瓦尔巴群岛东部巴伦支海海流进行的。大西洋海水从该通道东部和巴伦支海流入北冰洋,估计占全洋区流入总量的 78%。而通过白令海峡进入北冰洋的水量,约占流入总量的 20%。北冰洋水从格陵兰岛和斯瓦尔巴群岛之间通道的表层流出,约占总流出水量的 83%(包括 2%的流冰量)。而通过加拿大北极群岛间海峡流出的水量,约占总流出水量的 17%。因此,进入北冰洋的更新水约为流入总量的 2%。故对极地海域的水文状况影响不大。

(三) 潮汐

主要是由大西洋潮波的传入引起的。沿海岸一带为不正规的半日潮,大部分潮高不到 1 m。在约坎加湾,可以看到 6.1 m 的高潮。

(四) 海冰

大部分海域为平均约厚 3 m 的冰层所覆盖(图 15.2-4)。根据洋底沉积物的分析,表明这里的海冰已持续存在了 300 万年。大部分海区,尤其是纬度高于 75° N 的洋区,存在着永久性的冰盖。冰的总面积,冬季约为 1 000 万～1 100万平方公里,夏季约为 750 万～800 万平方公里。60°～75° N 的海区,海冰的出现是季节性的,常有一年周期。边缘海区,冰盖南界不固定,随着水文

气象条件的变化，往往能变动几百公里。一年冰的厚度，春季达 2.5～3 m；多年冰的厚度达 3～4 m。在风和流的作用下，大群冰块叠积，形成流冰群。它们沿高压脊运动，在局部地区堆积很高，并向纵深下沉几十米，从而形成巨大的浮冰山。露出水面的高度约为 10～12 m，有时高达 15 m，水下部分厚达 40 m，水平方向的面积可达 600～700 km^2。

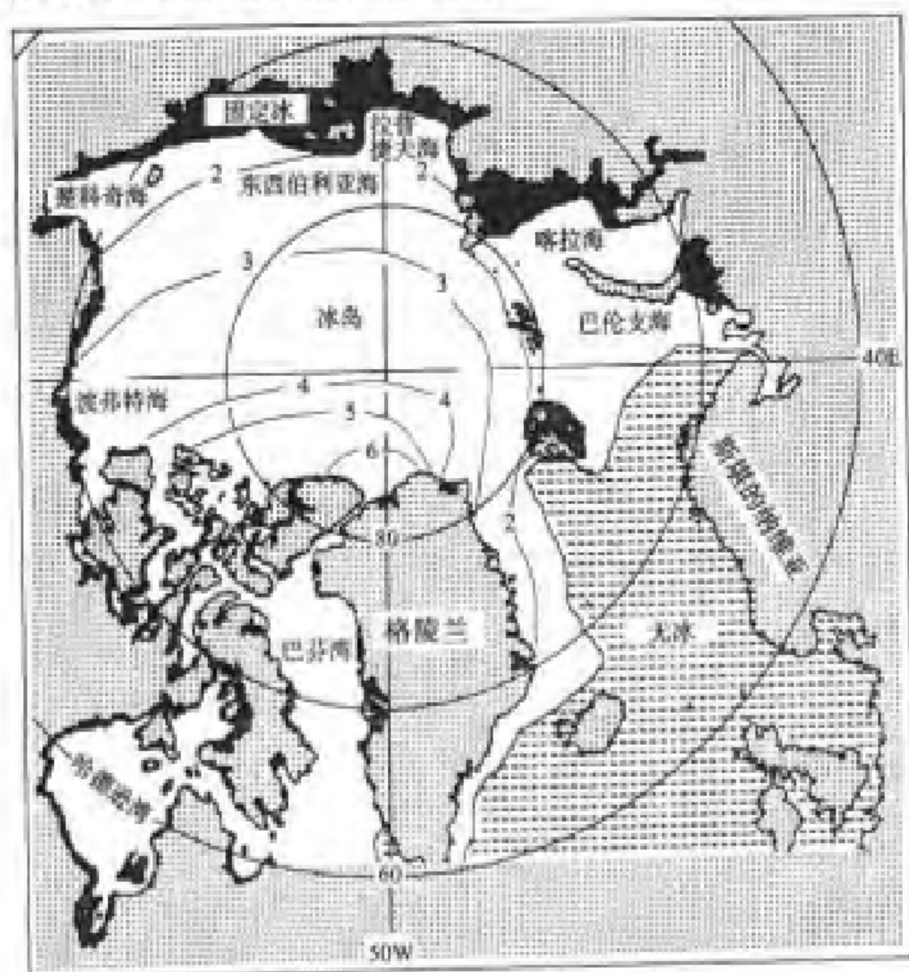


图 15.2-4 北冰洋平均冬季海冰厚度(m)等值线分布(E. И. Толстиков, 1982)

北极冰山每年约产生 280 km^3，大部分源于格陵兰冰盖，少数来自北极岛屿边缘的峡湾冰川。顶面常呈尖塔状或圆顶状，每年有 1 万～2 万座，多数冰山长 180 m 左右，已知最大的一座长 11 km、宽 5.9 km，也向赤道方向漂流，漂移的南界约为 40° N。

由于海冰太多，船只不易到达，海洋观测往往要借助冰块的边缘进行(图 15.2-5)。



图 15.2-5 中国第二次北极调查借助冰块测量垂直温度(高郛平,2004)

第十六章　遥感海洋学

第一节　导　言

一、遥感基本概念

我们生活的地球是一个旋转的球体，它的表面是起伏不平的陆地和一望无际的海洋。每天都在变化，每天都有无数的信息发出。人们若能够及时地感知到这些信息，就能对决定人类生存的一些重大问题，作出及时的预测。

几个世纪以来，海洋科学的发展一直依赖于几条船的活动和接触式海洋观测仪器的使用。其观测结果和研究方法存在严重的不足：第一，孤立的、单点测量，只能知道研究海域的几个点的信息，然后使用内差方法求得其余点上情况。这种方法具有很大误差，且无法知道研究海域海洋要素更详细的时空变化。尽管增加调查船和浮标阵列，延长观测时间，在某种程度上克服了上述弊病，但由于投资大，动用的仪器、设备、人员多，一般情况下很难实现这样的观测。第二，传统观测方法要受海上天气

状况的影响。例如人们对海上波浪的观测，总希望能观测到高海况下连续完整的大浪。但高海况并不适合人们的工作，即使无人值守的海上浮标，也常常被恶劣的风浪破坏怠尽。第三，由于人力、经费、时间、条件等原因，人们对近海了解较多，而对远海了解较少，尤其是对远海的高海况海区（如南半球西风带）了解更少。第四，同一海区来源不同的资料，由于来自不同单位、不同仪器、不同时间、不同天气条件下的观测，使用者很难将这些资料整合到一起，进行有效利用。

然而，20 世纪 60 年代以来，由于空间科学的蓬勃发展，遥感技术飞跃到一个崭新的阶段，从而引起海洋信息的提取和海洋科学研究一次革命性变化。遥感，是指测量仪器远离被测目标，但是又能定量地“感知”研究对象的各种信息。它与传统的现场测量、直接接触研究对象的方法有明显的不同。根据遥感仪器的载体不同，又可分为航空遥感和卫星遥感两种。

1. 航空遥感

泛指从飞机、飞艇、气球等空中平台对地、海进行测量的系统。其中多以飞机作为遥感的载体。飞行高度在 10 km 左右，一张航空照片覆盖地面面积约 10～30 km^2。飞机作为遥感平台具有起飞快、调度方便、资料的分辨率高和经济上的低成本等优点。但是探测一遍全球表面需要十几年时间。

2. 卫星遥感

以人造地球卫星作为遥感平台的各种遥感技术的统称。其中包括气象卫星、资源卫星、海洋卫星等。通常，卫星上仪器是这样工作的：扫描一小块水域，把信息数字化，并发回地面，然后再数字化下一块邻接水域的信息。一次扫描的地面面积，即仪器的足印，称为像元，而扫描域就是由一系列相邻像元构成的。

卫星用作遥感平台的优点是速度快，观测面积广，能监测迅速变化的各种海洋环境要素，特别是大气和海洋中的各种中、小尺度的现象。例如地球资源卫星所覆盖的面积可达 34 000 km^2，每 18 d 就可以覆盖全球一遍。由于遥感范围广，同步性强，资料提供及时，可以大大改善海洋预报的实效和精度。对航海、渔业、沿岸海洋工程起到保护和促进作用。

二、遥感发展历史

1957 年前苏联第一颗人造地球卫星发射成功，使人类第一次可以在外空观察地球的整体形态和变化。

1959年8月7日美国发射了“探险者6号(Explorer 6)”,第一次从太空传回了云层的电视图像。

1959年前苏联发射了“月球3号”探测器,拍摄并传回了月球背面的图像。

1960年4月1日,美国发射了世界第一颗实验气象卫星“TIROS—1”,卫星上的两部摄像机,在78 d的昼夜飞行中,向地球传回了21 000张云图照片。

1960年11月“TIROS—2”气象卫星装载了红外传感器,获得了夜间云图、地表和云顶温度。此后又发射了“TIROS”系列卫星,星上载有可见光和红外波长的传感器,直接为气象学提供了大量有重大价值的图像。

1966年12月美国发射了第一颗地球同步轨道卫星,用于研究静止轨道上地球表面及气象要素。

1968年美国发射了地球同步观测卫星“GEOS(Geosynchronous Earth Observation Satellite)”,星上安装了世界第一台海洋雷达高度计,以测试卫星对全球海洋水准面的测量能力。地球同步气象卫星,它的飞行高度约36 000 km,轨道平面与地球赤道平面基本重合,运行周期和地球自转周期相等,因此,从地面看来它好像总是停悬在赤道某一点的上空,成为静止卫星。这种卫星通常每隔20 min左右观测地球一次,视野为南、北50个纬距,经距100度左右。如果在赤道上空均匀分布五颗静止气象卫星,就可形成一个跨南北50个纬距的全球观测带,是监测气象和海洋的有效手段。航天海洋遥感的范围已扩大到许多海洋信息,如海冰、海面温度、海面粗糙度、海水颜色等。

1970年美国“雨云—4(Nimbus—4)”发射成功,开始对全球臭氧层进行实验观测。

1970发射的改进型TIROS卫星和1972年～1976年发射的NOAA—1、NOAA—2、NOAA—3、NOAA—4、NOAA—5卫星装载了高分辨率的红外扫描辐射计和微波辐射计,使得扫描图像的空间分辨率和辐射分辨率有了很大程度的提高。

1972年7月2日,美国发射了世界第一颗地球资源技术卫星“陆地卫星(Landsat—1)”。

1973年5月14日美国在“天空实验室(Skylab)”首次装载了微波散射计,用于实验测量海面风速、方向和温度。

1978年6月26日美国发射世界第一颗海洋卫星“SeaSat(Sea Satellite)”,星上载有雷达高度计(ALT)、微波散射计(SASS)、微波辐射计(SMMR)、合成孔径雷达(SAR)和可见光/红外辐射计(VIRR),以全天时、全天候的方式对全

球海洋进行测量。雷达高度计其精度达到 0.1 m 的量级。人们第一次对全球海洋的波浪场、重力场、潮汐场有了一个直观的了解，大大加强了我们应用卫星遥感技术研究海洋的信心。

同年 10 月 24 日，Nimbus—7 卫星发射成功，这颗卫星载有专用于海洋水色观测的可见光扫描仪的沿岸水色扫描仪(CZCS)。并由此获取了大量高分辨率的世界大洋范围水色分布的图像。与此同时，该星还载有微波辐射计，对海面温度进行测量。

1985 年美国发射的 Geosat (Geodynamics Experimental Ocean Satellite)卫星，星上装载一台 Ku 波段(13.5 GHz)高精度雷达高度计，测量了海面地形、洋流、海面风速和有效波高。有效波高的测量精度达到 5 cm 或有效波高的 10%。

1988 年 9 月 7 日，中国发射第一颗极轨气象卫星"风云一号(FY—1)"，星上载有五通道扫描辐射计，特别设置了两个海洋水色通道，它能反映丰富的海洋信息。从发回的资料来看，海水悬浮物层次分明，甚至能显示长江口冲淡水以及沿岸水与陆架水交汇混合扰动的细节，并能进行沿海高叶绿素浓度和泥沙动态监测。现在"风云二号"已经上天。

1991 年欧空局 ERS—1(European Remote Sensing Satellite)海洋卫星的发射对卫星海洋学的形成和发展具有划时代的意义。这是继 Seasat 之后的又一颗海洋专用卫星。ERS—1 除了具有 Seasat 所载有的各种传感器之外，更增加了 ATSR 传感器，它可以大大地提高海面温度的遥测精度。上面装有 Ku 波段(13.8 GHz)雷达高度计，其测高精度已经达到 0.03 m 量级。

1992 年美国与法国合作，发射了 Topex/Poseidon 卫星及雷达高度计。Topex 为该卫星的美国名字，意思为"海洋地形实验(Ocean Topography Experiment)"，Poseidon 是该卫星的法国名字，代表海神波塞冬。这是世界第一颗专为观测大洋环流而设计的高度计卫星。它与其他卫星有以下不同：

1. 其他卫星轨道高度大约 800 km，轨道倾角 100°，而 T/P 卫星轨道高度 1 336 km，轨道倾角为 66°，可以精确重复。112 min 绕地球一周。轨道重复周期为 9.915 6 d，在赤道上相邻轨道之间间隔约为 300 km。在一个周期内要绕地球 127 圈、256 个重复轨道。

2. 卫星上配有 6 部科学仪器：4 个业务传感器，2 个实验性传感器。

四个业务传感器包括：

(1) 美国航天局设计的双频(Ku 13.6 GHz 与 C5.3 GHz)雷达高度计，对电离层散射引起测高误差具有自动校正作用；

(2) 美国航天局设计的三频(18、21、37 GHz)微波辐射计可以测量路径上

大气中水汽总量，来校正水汽引起的误差。21 GHz 是水汽含量波段，18 GHz、37 GHz 为了消除风速与云量影响；

(3) 美国航天局设计的用来校准轨道偏差的激光发射阵列(LRA)，从而得到基准精确的轨道数据；

(4) 法国空间局国家研究中心(CNES)设计的双频多普勒轨道接收器，提供全天候全球精确轨道数据和信号校正。

两个实验传感器来自 NASA 的全球定位系统(GPS)接受器和来自 CNES 的单频 Ku 波段(13.65 GHz)Poseidon 固体高度计。

实验表明，达到前所未有的精度：Topex 卫星高度计单次经过轨道的海面高度测量均方根精度是 0.047 m。与赤道太平洋岛屿潮位资料相比，在 4°×4° 空间分辨网格内，月平均均方根偏差为 0.023 m。

2002 年 5 月 15 日，我国成功发射了海洋卫星“HY—1”，从而结束了我国没有海洋卫星的历史，标志着我国海洋卫星研究和应用达到国际先进水平。成为我国海洋发展历史上一个里程碑。“HY—1”卫星是我国第一颗海洋水色实验型业务卫星，其发展数据将在海洋生物资源开发利用、河口海湾及航道观测与治理、海洋污染监测与防治、海岸带监测及全球环境变化研究与开发服务中起着重要作用。

遥感技术在海洋上的应用，使海洋调查观测手段和方式发生了革命性的变化，只要花几天时间就可以完成全球观测。即使船只不易到达区域(如冬季的南极洲周边水域)或不可观测到的项目(如海洋降雨)都可通过遥感来进行。且遥感结果，对大范围海洋信息能给予同步性、实时性、连续性、客观性的描述。使海洋数据有了真正“场”的意义，且不受恶劣天气限制。从而使海洋遥感成为大面积海洋监测的最有利的工具。形成所谓“空间海洋学”时代。实现海洋科学由“气候式时代”向“天气式时代”的转变。

第二节 卫星观测海洋的传感器

在海洋遥感中，人们利用可见光、红外线和无线电频率波段(表 16.2-1)的自然辐射或散射，从空间探测海洋环境信息。

可见光遥感，主要利用人类眼睛可见的电磁波谱段(波长从 0.4～0.7 μm)进行遥感。

红外遥感，即通过对红外敏感的元件，探测物体的红外辐射能量(波长从 0.7 μm～1 000 μm)，以显示目标的辐射温度或场热图像。

无线电频率遥感(微波遥感)：即利用波长在 1～1 000 mm 电磁波波段探

知被测物体特征参数。

利用可见光、红外线和无线电频率波段遥感各有其优缺点。通常可见光和红外探测器有较高空间分辨率，但是，只能在无云和净洁的大气中使用；无线电频率观测仪器，空间分辨率较低，但可以穿透云层观测。仪器复杂性随波长增加而增加，近年来多使用较长波长。

表 16.2-1　可见光、红外线和无线电频率波段频率范围

	频率范围(Hz)	名称	波长（$\mu m=10^{-6}$ m）
无线电频率	$(0.3\sim3)\times10^{6}=(300\sim3\ 000)$kHz	MF 中频	百米波($10^{2}\sim10^{1}$m)
	$(0.3\sim3)\times10^{7}=(3\sim30)$MHz	HF 高频	十米波($10^{1}\sim10^{0}$m)
	$(0.3\sim3)\times10^{8}=(30\sim300)$MHz	VHF 甚高频	米波(10^{0}m)
	$(0.3\sim3)\times10^{9}=(0.3\sim3)$GHz	UHF 特高频	分米波($10^{0}\sim10^{-1}$m)
	$(0.3\sim3)\times10^{10}=(3\sim30)$GHz	SHF 超高频	厘米波($10^{-1}\sim10^{-2}$m)
	$(0.3\sim3)\times10^{11}=(30\sim300)$GHz	FHF 极高频	毫米波($10^{-2}\sim10^{-3}$m)
红外波段	$(0.3\sim3.0)\times10^{12}$	远红外	1/10 毫米波(1 000～100 μm)
	$3.0\times10^{12}\sim1.0\times10^{14}$	中红外	100～3 μm
	$2.0\times10^{13}\sim1.0\times10^{14}$	热红外	14～3 μm
	$1.0\times10^{14}\sim4.3\times10^{14}$	近红外	3～0.7 μm
可见光	$4.3\times10^{14}\sim7.5\times10^{14}$	可见光	0.7～0.4 μm
紫外光	$7.5\times10^{14}\sim3.0\times10^{16}$	紫外光	0.4～0.01 μm

一、可见光传感器

即仪器感应被太阳光照亮的物体明暗程度，以区分不同物体特征。工作在可见光波长内的卫星传感器具有较高的空间分辨率，但是只能在无云和净洁的大气中使用。利用可见光传感器的卫星有 Landsat 系列、Nimbus、Spot 和 Mos 等(表 16.2-2)。

表 16.2-2　多光谱光学传感器

卫星名称	仪器	缩写名称	分辨率(m)	测绘带宽(km)
Landsat 1,2	返波光导显像管	RBV	79	185
	多光谱扫描仪	MSS	79	185
Landsat 3	返波光导显像管	RBV	24	98 + 98
	多光谱扫描仪	MSS	79	185
Nimbus	沿岸水色扫描仪	CZCS	800	1 600
Dynamics-Explorer1	扫描极光图像仪	SAI	2.9～117(km)	348～14 000
Landsat 4	专题制图仪	TM	30	185
Spot 1	高分辨可见光仪	HRV	10～20	60 + 60
Mos 1	多光谱电子自扫描辐射计	MESSR	50	100 + 100

其中多光谱扫描仪、专题制图仪、高分辨可见光仪等能产生高分辨率像元，可用于鉴别特定的庄稼，绘制海岸线，发现和监视能看得见的污染、沉积与侵蚀，以及估算水面悬浮物浓度。

陆地卫星图像还被用于近岸水深制图。依据水越深光越暗这一基本原理，可以用辐射强度来测量水深。这种方法已成功地用于绘制远岸水域的水深图。

二、红外传感器

(一) 基本原理

除了绝对温度为零的物体外，所有物体都能发射出辐射波，一般称为热辐射。黑体热辐射最高，而自然界大部分物体热辐射则低于黑体。

所谓的“红外”，泛指在电磁波谱中波长大于可见光而小于无线电频率的那部分。按照波长，红外又可分为近红外、热红外、中红外和远红外 4 个部分(参见表 16.2-1)。

典型的红外传感器专门接收波长 0.4～1 μm 、3～4 μm、8～9 μm 或 10～12 μm 左右的辐射，其中特别是 3～4 μm 或 10～12 μm 波段，即热红外部分应用最多。选择这一特殊波长有多种原因：第一，该波长不易被任何大气成分所吸收，因此，就有足够信号到达仪器并记录。观测海洋以 3.7 μm 窗口为最清楚，且辐射率对表面温度变化非常敏感，又容易测量。第二，11 μm 的辐射强度与发射物体绝对温度的 4 次方成正比，用它可以精确地测出物体温度。红外图像可以将云显示十分清楚，还可以估计云顶温度。海洋专家广泛采用高分辨率红外图像用于监测海面温度和沿岸海流。目前已有的观测海洋的红外传感器列于表 16.2-3 中。

表 16.2-3　观测海洋的红外传感器

卫星	仪器	缩写名称	分辨率(km)	测绘宽度(km)
Nimbus-1,2,3	高分辨红外辐射仪	HRIR	8	2 700
Nimbus-5	表面结构绘制辐射计	SCMR	0.9～1.5	800
NOAA-2,3,4,5	甚高分辨辐射计	VHRR	0.6	2 900
NOAA-1,2,3,4,5	扫描辐射计	SR	4～13	2 900
DMSP	光学线性扫描仪	OLS	0.6～2.8	3 000
Geos-1,2,3,4	可见红外旋转扫描辐射计	VISSR	1,8	13 000(全磁盘)
HCCM	热容量绘制辐射计	HCMR	0.5	720

续表

卫星	仪器	缩写名称	分辨率(km)	测绘宽度(km)
Tiros-4	高级甚高分辨率辐射计	AVHRR/1a	1.1,4.0	2 700
NOAA-6	高级甚高分辨率辐射计	AVHRR/1b		2 700
NOAA-7,8	高级甚高分辨率辐射计	AVHRR/2	1.1,4.0	2 700
Tiros-14	泰罗斯业务垂直探测器	TOVS		2 250
Geos-5	VISSR 大气探测器	VAS	1,8	13 000(全磁盘)
MOS-1	可见光和热红外辐射计	VTIR	0.9,2.7	1 500

最常用的辐射计是美国国家海洋和大气管理局(NOAA)发射的卫星上装载的,早期是用极轨卫星 NOAA 系列上扫描辐射计(SR)观测,先以模拟形式贮存在卫星上,后传输到中心接收站。这些资料是全球性的,几年来一直用来构成全球云量图。高级甚高分辨辐射计(AVHRR)能提供几千公里区域内较高密度、较高精度的观测,然后由能直接接收卫星资料的地面站接收。

Geos 系列静止卫星上的可见光和红外旋转扫描辐射计,在红外波段以 8 km的分辨率,每 30 min 对地球观测一次。辐射计在赤道上方 35 000 km 处,在地球直径上观测角为 120°,故观测热带和亚热带最为有效。

(二) 大气中误差源分析和误差消除

1. 误差源

卫星观测海表面温度的精度取决于辐射计误差的引入。云、水汽是主要误差源。在海表面上几公里内的典型低温大气上,水汽吸收了部分信号,并再次辐射能量。广泛分布的浓云可以完全阻塞来自海表面的辐射,不过它们只是限制了海面观测次数,但不引起观测误差。这里主要关心的是薄云和小于观测视场的云块。它们使得海洋表面温度降低,引进明显误差。例如,高卷云和一些很低云层,可以薄到红外或可见光的图像上看不见,但是少许的云就可能带来很大误差(云比海表面冷)。

除水汽外,其他大气微粒和气体在 10.5 μm 的波段上仅稍稍减低观测海面的温度。详细情况见表 16.2-4。

表 16.2-4 大气对观测海表面温度引起的误差

3.7 μm 波段		10.5 μm 波段	
误差来源	误差量(K)	误差来源	误差量(K)
非探测云	0~10	非探测云	0~10
气溶胶	0.3~5	气溶胶	1~8
水汽	0.3~1	水汽	0.1~2
其他气体	0.1	反射天空	0.2~0.7
		其他气体	0.1

2. 消除大气影响

(1) 辐射计定标:如果不全部定标,就不可能使观测精度具有 0.5 K 或更好精度。

(2) 资料记录的影响:在这些资料被传输到地面站之前,VISSR、AVHRR 和 OSL 的观测首先要数字化,这个步骤不会降低观测精度。然而早期观测是以模拟形式记录和传输,从而降低测量精度 2~4 K。

(3) 云是控制大气引入误差最大来源,要找出无云区,其方法如下:

最大温度校正法:假定海表面特征持续时间要比云长得多。云只是短时间内使海面温度降低。在观测数据中取最高温度,然后与临近值对比,看看是否合适。

两种红外波长观测对比:两种红外波长(通常取 3.7 μm 和 10.5 μm)上温度和亮度之间非线性关系。如果背景是温暖海面上方分散的、不清晰的云组成,则图像在两个波段上将给出两种不同的视在温度;如果背景由低暖的均匀云块组成,则图像在两个波段上将给出相同的视在温度。

红外变化率:云的视在温度在空间变化率要比海表面温度变化率大的多。因此,用像元辐射率和平均辐射率之间最大差值来判别:局部 T_{11}-$T_{3.7}$值最小、局部平均温度差最小就是无云。而这两个差值最大者则是有云区。

可见光与红外两种波长比较:利用反射太阳光去探测云层。假定海洋比云层暗的多,找出可见光波段具有低辐射率和在红外波段具有高辐射率像元。

(4) 对无云像元的水汽校正

单一波长修正:单一波长从空间飞行器上得不到估算水汽影响的独立信息。但是,可以利用海面上船只或浮标温度去定标。

两种波长修整：因为 10.5 μm 波段要比 3.7 μm 波段对水汽更加灵敏，因此前者可以修正后者。

多波段修正：利用许多波长去测量大气中温度和湿度分布图、云量百分比和云的温度。然后利用这些资料估算 3.7 μm 的大气辐射率以及辐射率转换为温度所必须的修正。

（三）海面引起的误差

向上的红外辐射仅发生在 0.02 mm 的水层内，现在的红外温度并不代表稍深的水层温度：

1. 海面流过干燥空气，使海水蒸发，海面降温。温度在 1 mm 水层中，降低约 0.5～1.0 K，湍流搅拌也不起作用。

2. 太阳照耀在平静海面上，白天几米厚的水层水温升高 0.5～1.0 K，到了晚上，温度又降了下来。卫星测量仅反映白天温度状况。

3. 海表皮的热辐射使该层水温下降。这一效应依赖于海表面与大气之间辐射平衡，晴朗天气，辐射降温快，多云天气，辐射降温慢。

4. 在水平向的温度梯度强的区域，风能水平地吹暖或冷却薄层水，明显改变海流的位置。因此强流切变位置并不总是由大的温度对比度位置来准确确定。

三、无线电频率传感器

（一）无线电频率辐射传感器

1. *基本原理*

所有物质除去能发射红外光之外，还能或多或少发射波长约为 2～30 cm 的超高频无线电波（参见表 16.2-1）。方向向下的微波辐射计可以观测到这样超高频段的辐射。

在最长的无线电波传输中，大气是十分“净洁”的（即传输无阻碍），甚至胜过可见光波段的空气“净洁”。而在较短的波长上，大气是不太“透明”的，云和水汽对信号有影响。利用这些影响，不仅绘制大气中水汽分布图，而且可以对较长波段上的观测稍作修正。还有一些无线电波长对泡沫和风生波引起的海表面辐射率非常敏感，因此，可以利用它们绘制出风速图。常用的无线电波段代写字母列于表 16.2-5 中。

表 16.2-5 无线电波段代写字母

	波段	频率范围(GHz)		波段	频率范围(GHz)
特高频(UHF)	P	0.225~0.390		K	10.90~36.00
	L	0.390~1.550	极高频(FHF)	Q	36.0~46.0
	S	1.55~5.20		V	46.0~56.0
超高频(SHF)	C	3.90~6.20		W	56.0~100.0
	X	5.20~10.90			

辅助波段采用下标字母表示。例如，K_a，K_u 等。

观测海洋的无线电频率辐射计列于表 16.2-6 中。

表 16.2-6 观测海洋的微波辐射计

卫星	仪器	首字母缩写	分辨率(km)	测绘宽度(km)
SkyLab	S-193 辐/散射计	SADSCAT	10	11~170
SkyLab	S-1194L 波段辐射计	S194	280	280
Nimbus-5	电扫描微波辐射计	ESMR	25	3 000
Nimbus-6	电扫描微波辐射计	ESMR	20	1 270
Nimbus-5	云雨-E 微波波谱仪	NEMS	185	185
Nimbus-6	扫描微波波谱仪	SCAMS	145	2 400
Nimbus-7	多通道扫描微波波谱仪	SMMR	121,74,44,38,21	600
Bhaskara-1	卫星微波辐射计	SAMIR	125,200	2 000
Bhaskara-2	卫星微波辐射计	SAMIR	125,200	2 000
DMSP	专用传感器微波/图像	SSM/I	41,36,22,10	1 400
MOS-1	微波扫描辐射计	MSR	40,30	300

2. 应用范围

(1) 冬季多年冰密集度观测。可见光与红外传感器都能探测湖面或海面上的冰，但微波还能鉴别出这些冰是当年生成，还是已生成多年的老冰。

(2) 夏季无冰水面面积观测。海水发射率低，冰发射率高，因此，根据冰的密集度，观测亮度在海面视在温度与冰的视在温度之间线性变化。

(3) 冰的边界观测。

(4) 冰川上冰粒大小观测。降雪率的变化引起冰粒大小变化，从而又改变了冰川在微波频率的发射率。

(5) 海上降雨。由于水本身对微波有强烈影响，所以活动的降雨区将得到清晰显示。依据微波资料可以获得全球海洋降雨率，这在以前是做不到的。微波也使我们能够看到飓风区和其他猛烈天气过程引起的详细降雨结构。

(6) 水汽观测。相对于冷的海洋背景，无线电频段水汽发射是相当突出的。

(7) 风速观测。海面粗糙度和泡沫改变海面发射率，在把亮温反演为风速时，必须考虑风区长度、波浪斜率和泡沫范围。

(8) 油膜观测。用机载仪器观测厚的、新油膜是容易的，但是陈旧、飘散的油膜信号非常弱。大部分油膜观测不到。可是，用 20～30 GHz 辐射观测海洋时，0.1～2.0 mm 厚的 2 号柴油油膜使海面亮度温度变化 5～80 K。

(二) 无线电波反射、散射传感器

1. *基本原理*

向下观测的卫星雷达发射的无线电波，接触海面后向四面八方散射。最后，其中一小部分携带海面信息散射能量被雷达接收。为了使用雷达研究海面，首先必须计算海面特性的已知散射电磁场，然后再从已知散射场去推断海面特性。

(1) 海面反射

当主动式微波雷达向海面发射微波信号时，在海面发生反射，反射入射能量的能力叫做雷达反射系数。根据反射能力的大小，可分为镜面反射和漫反射。

镜面反射：地物、海面不平度远小于入射波长时的反射。此时入射能量几乎全部被反射掉。镜面反射是能量返向传感器的主要过程，也是高度计观测的原理。对于平静的海面，海面基本上可以将能量反射到位于星下点的发射器和接收器上，但是其他入射角的能量则不能做到这一点。随着海面的变化，海面生成从不同方向反射的许多小反射面，致使到达天顶点传感器的回波大大减少，而偏离天顶点的传感器则可以接受到一些小反射面的回波能量。镜面反射只有对观测角 0°～15°的入射才是重要。

漫反射：在宏观上没有规律可循的一种现象。当地物表面或海面属于粗糙表面时，入射的微波能量以入射点为中心，在整个半球表面空间内向四周各向同性地反射能量。

(2) 海面散射

对于大于15°的入射角，镜面反射不能使回波信号回到传感器，只能通过海面的散射得到回波信号。散射后，电磁波辐射传播方向与原入射方向小于90°时称为前向散射，90°～180°之间的称为后向散射。

海面粗糙度对海面回波信号有很大影响。海面粗糙度可分为三种情况：

① 光滑海面：当 $h_r < \frac{\lambda_R}{25}\cos\theta$

② 过渡海面：当$\frac{\lambda_R}{25}\cos\theta < h_r < \frac{\lambda_R}{4}\cos\theta$

③ 粗糙海面：当 $h_r > \frac{\lambda_R}{4}\cos\theta$

式中 h_r 为海面的粗糙高度，λ_R 为雷达波长，θ 为雷达入射线与海平面之间夹角。

当海面粗糙时，测视雷达波在海面将产生明显的后向散射，海面各不同部分的散射由于海面具有一定波长的周期结构的粗糙而得到相干、增强，这就是布喇格谐振散射。

当海面波的波峰与雷达视线呈 ϕ 角时，有：

$$\lambda_s = \frac{\lambda_R \cdot \sin\phi}{2\sin\theta}$$

从上式可知：对于一定波长 λ_R 的雷达波来说，海面粗糙度 h_r 和海流波长 λ_s 对后向散射的回波均起支配作用。

2. 实际应用

(1) 海面厘米波的散射

研究海面厘米波无线电信号散射，可充分理解有关短海洋波(子波和毛细波)及其对风的相关关系。

合成孔径雷达用于描绘沿着表面一点一点的散射变量或调制，观测较长的表面波、温跃层上面的大内波及岛、船后面的风阴影。

高度计是在垂直方向发射脉冲信号，测量卫星高度，借此测量海表面流、风和波。

ΔK 雷达可测量间隔很小的两个频率的散射相干，利用它研究较长的海洋波浪谱。

① 星载散射计

在特定入射角、方位角上能精确测量海面散射截面而设计的雷达称为散射计(表16.2-7)。Seasat 散射计的工作频率为14.6 GHz，波长为2 cm，因此波长为3 cm的波浪可产生布喇格共振的后向散射，而这些波浪对风应力敏

感,而且与垂直于风向的波峰相吻合。试验表明,Seasat 后向散射截面与风应力矢量有较强的相关性,因此,比较两个相互垂直的方向上观测到的同一区域的后向散射,就可能计算出风速和风向。

表 16.2-7　星载散射计

卫星	频率(GHz)	分辨率(km)	测绘带(km)	入射角(°)
Skylab	13.9	15	800	15～50
Seasat	14.6	50	750＋750	25～65
ERS-1	5.3	50	400	25～50

② 合成孔径雷达(SAR)

合成孔径雷达是一种脉冲－多普勒雷达,它以发射厘米波(1.27 GHz 和 5.3 GHz)无线电短脉冲获得距离向分辨率,利用散射信号多普勒频移获得方位向分辨率。能以 10～40 m 的分辨率精确地绘制飞行器一侧 50～100 km 区域内海洋雷达反射率。涡流、风暴潮、内波扰动的海面及海面上的风都可以通过雷达进行研究。

③ 高度计

卫星高度计是一种向卫星下方的地球发射短脉冲的雷达。短脉冲雷达几乎以光速传播(3×10^8 m/s),对于处在 800 km 高度上的卫星来说,它往返时间大约为 3 ms;如果要达到 1 m 的空间测量精度,则时间分辨精度要达到 3×10^{-9} s<3 ms;如果要达到 10^{-2} m 的空间测量精度,则时间分辨精度要达到 3×10^{-11} s<0.03 ms。因此高度计要有达到控制准确的雷达发射计和授时准确的计时器。

雷达高度计为了消除随机误差,每秒向下是发射 1 000 个脉冲,其回波信号的平均值作为计算反演海洋物理量的依据。从卫星发射短脉冲到回波信号脉冲前沿的中间时间间隔,可以计算卫星到海面的距离。

雷达波穿越电离层和大气层时可能要产生误差,脉冲经海面反射时也可能导致误差。因此雷达高度计资料的反演要使用有效的订正方法,尽可能考虑引起误差的各种可能因素。例如,地球是一个赤道拉长、两极挤扁的椭圆体,内部质量分布不均匀,重力分布也不均匀。大地水准面与基准椭球基准面数差在－104～60 m 之间。卫星在轨道上运行时,卫星响应地球重力空间的变化,故卫星轨道本身就与大地水准面的形状有关。而大地水准面除已进行过详细海上测量的海区外,大部分大洋上的大地水准面的小尺度变化都是未

知的。因而大地水准面的测量、卫星轨道的控制都是高度计资料测量中必须考虑的因素:卫星轨道的测定即编制卫星轨道星历表是基于地球的基准椭圆面,因为卫星在其轨道上受力,尤其是地球的重力是大小不同的,因此卫星在其轨道上处于一种漂浮状态,从而产生较大的高度偏差(可达 10 km),最终导致海面高度的计算误差。

因为对卫星受力缺乏详尽准确的了解,所以必须在地球表面尽可能多地建立地面卫星跟踪站,使轨道误差保持最低限度。卫星地面跟踪站本身的精确高度以及地理位置坐标,是进行卫星轨道精确测定的前提。

(2) 海面十米波段无线电波散射

利用脉冲多普勒雷达发射十米波段无线电波,能非常精确地测量典型海浪方向、频率、波长和高度。测得的数据不仅本身有用,而且可以从海岸雷达或船用雷达推断几百公里以外的表面流及风速风向。如果信号通过电离层传播,则观测距离可达 4 000 km,相当远的海洋全在视场内。

周期性电磁场与适用布喇格方程的海洋波浪场相互作用:

$$k = 2k_R\cos\theta$$

k、k_R 分别是海洋波浪波数矢量和无线电波波数矢量。散射信号的幅度通过截面方程与波高相关。无线电观测海洋波浪的几何图和持续时间确定了海洋波浪的波长、波向和频率的精度。以波长为单位的散射面积尺寸,以波浪周期为单位的观测持续时间确定了波长和频率观测。

第三节 海洋遥感的主要对象

卫星遥感海洋环境监测技术,经历了 70 年代卫星海洋遥感技术试验,80 年代卫星遥感技术研究与应用,到 90 年代业务应用日趋成熟。目前,卫星遥感海洋观测所提供的海表温度、海冰、叶绿素、海面风、海浪、大洋环流、内波等海洋数据涵盖了 70%的海洋要素,在海洋产业、海洋科学研究和海洋管理等领域得到普遍应用。卫星遥感技术已列为全球海洋观测系统(GOOS)的重要技术构成。现在我国自有和国外卫星遥感数据分别有 NOAA AVHRR, Orb View-2 Sea WiFS, Terra(EOS AM)MODIS, HY-1 COCTS, HY-1 CCD, Landsat TM, ERS-1/2 SAR, RADARSAT SAR, Topex/Poseidon, Seawinds Nscat 等。

一、海面温度遥感

海面温度是海洋学研究中最重要的参数之一,几乎所有的海洋过程,特别

是海洋动力过程都直接或间接地与温度有关。例如,水团划分、海洋锋面、热带气旋、海气交换、上升流与下降流、厄尔尼诺和拉尼娜现象等都与海水温度密切相关。生物种群分布、洄游、繁殖等生命过程都受水温的制约和影响。目前海表温度(SST)的反演算法非常成熟,业务化海面温度信息提取方法一般是基于统计模型。

在无云海区,海面水温遥感的绝对精度可以达到1℃,相对精度±0.5℃。目前所使用遥感仪器主要有:机载红外辐射计,海水温度扫描仪,海洋水色扫描仪,高分辨率辐射计,可见光、红外线扫描仪等。海面温度场遥感情况如表16.3-1所示。

表16.3-1 温度遥感仪器和精度

海区天气	传感器种类	资料情况
无云	甚高分辨率辐射计 VHRR;可见、红外自旋扫描辐射计 VISSR;改进甚高分辨率辐射计 AVHRR。	绝对温度精度1℃,相对精度±0.5℃;沿岸水为4 km和1天的时空平均值;特定区域为10 km和大洋区为50 km和若干天的时空平均值。
多云或轻雨	扫描多道微波辐射计 SMMR	准确度±1.5~2.0℃,为100 km和数天的时空平均值。

测温应尽可能辅以船舶表面观测和垂直温度廓线观测。海面红外图像经过一定处理可求得粗糙廓线(等温线分布),而连续多幅同一区域的红外图像可以消除大部分云盖的影响而给出海区水温的详尽情况。

二、盐度观测

现代研究结果表明,海水表面盐度(SSS)是估量海气交换关键因子之一。例如,在西太平洋海域,盐度对海水密度和高度的影响与温度相当,甚至超过温度作用。对船测资料和T/P卫星资料分析表明,50%的厄尔尼诺的变化,可以由盐度变化来解释。实际上在SSS中可以找到几乎所有气候变化模态的信号:如热带不稳定波(TIW)、南极绕极波(ACW)和太平洋10年际涛动(PDO)等。另外,在利用高度计资料计算海洋的热储存、估算海洋上层温度和盐度剖面、改进大气环流模型中海表面饱和水汽压的计算,SSS都有很好的应用前景。

就目前技术水平而言,空间遥感是惟一的大范围、连续观测的有效方法。

目前美国正在执行盐度遥感的 Aquarius 计划，并将于2007年发射盐度遥感卫星。盐度遥感基本理论体系早在二十世纪70年代就已经建立起来，包括海面微波发射理论、海水介电常数模型等。通过这些理论和模型的研究，建立了盐度反演的基本算法，同时也确定盐度反演最理想波段，这是以 1.413 GHz(21 cm 波段)为中心、宽度为 20 MHz 的频率波段，即通常所说的 L 波段中。云对该波段影响可以忽略，除了大雨以外，可以进行全天候盐度观测。

发展海水盐度遥感信息提取技术，首先要研究传感器因素(波段、频率、极化、入射角)、海表面环境因素(温度、表面粗糙度)、空间环境因素(宇宙背景辐射、银河噪声、太阳辐射、无线电干扰)等对盐度遥感的影响，然后建立实用的盐度反演算法，其中包括：

1. 统计模型算法：一是利用双波段(L、S)的辐射计遥感资料，将温度对盐度影响分离；由于 S 波段 3.75 GHz(8 cm 波段)的微波辐射极少受介电数影响，可以反映现场的温度，再利用 L 波段辐射计资料反演海表面盐度。这个模型算法局限性在于，对构造模型的实验数据有较大依赖性，因此通用性较差；另外，算法完全建立在经验统计模型之上，与物理过程没有直接联系，一旦出现误差，找不出其来源和机理。

2. 理论模型算法：建立在物理模型基础上，充分考虑各种因子影响，具有相当通用性。

3. 实用算法：将统计模型算法和理论模型算法结合起来。

三、海面风场观测

Jones 和 Schroeder(1978)总结并研究了单位面积上散射截面 σ_0 对风速的相关性。他们注意到如果只有风速变化，单位散射截面按幂函数随风速变化，参数满足以下方程：

$$\log\sigma_0 = a + x\log U$$

a 为正弦波振幅，U 为某高度上风速。对于散射计通常取高度为 18.5 m。方程中截面是发射和接收的截面，信号可以都是垂直极化或都是水平极化或一个水平、一个垂直极化。他们观测到 x 随海洋波数 k 的对数而变化，通常取值在 0.5 和 2.0 之间。

这些资料取得，有助于台风、大风预报和波浪预报。具体精度列于表 16.3-2中。

表 16.3-2　海面风场观测仪器和精度

海区天气	传感器种类	资料情况
有云层或轻度降水	雷达散射计	范围 0～20 m/s;风速准确度 ±2 m/s,风向精度 ±20°;空间分辨率 25 km。
	扫描多道微波辐计 SMMR	范围 5～35 m/s;精度 ±25%

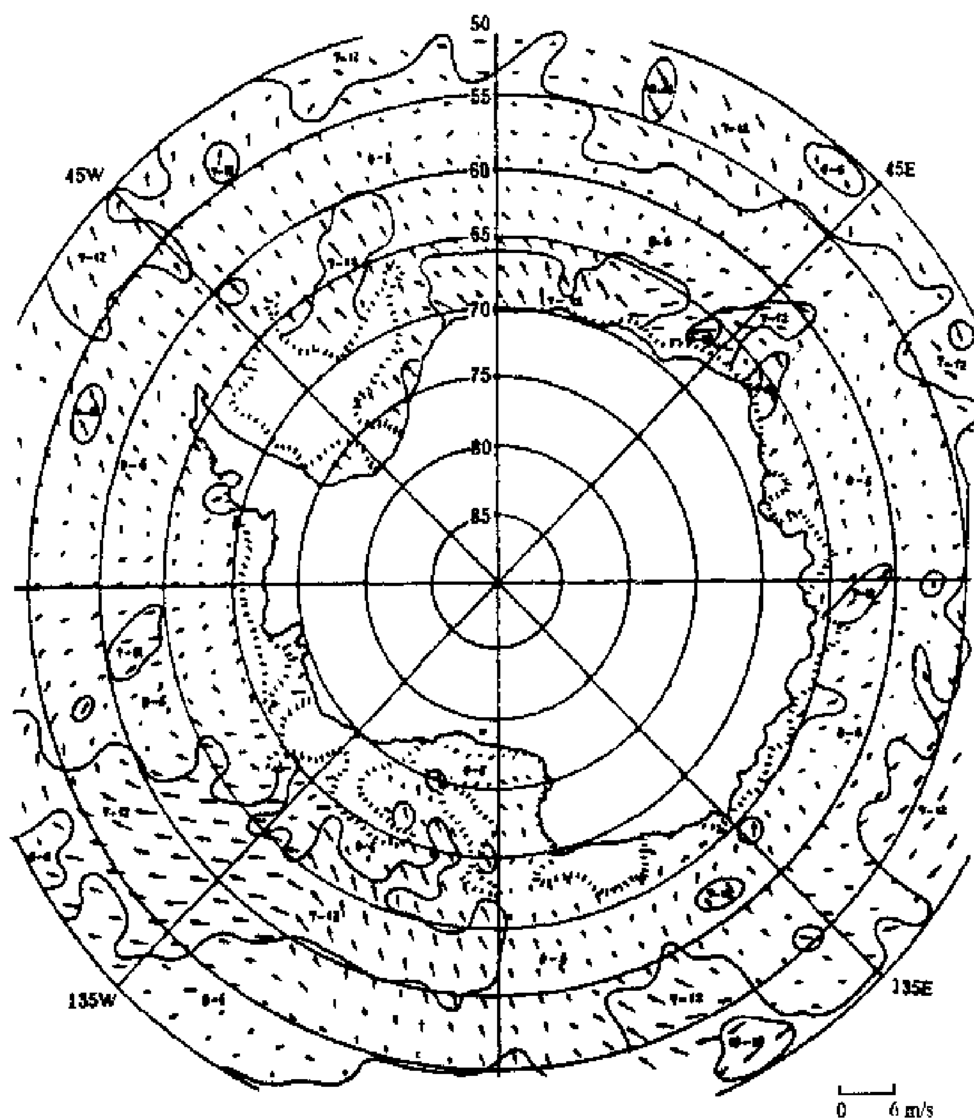


图 16.3-1　ERS-1 获取的南极风场
(陈文中与法国 Robert Ezraty 提供)

图 16.3-1 是利用 ERS-1/ALT 的散射计获取的南极极锋带(50° S)以南风场资料。因为卫星每 6 d 才能覆盖地球一周,卫星图片是南极冬季时间从

1992年7月27日至1992年8月2日。由于南大洋气候险恶，距离北半球又太远，派船调查至为困难。这样一来，利用卫星遥感资料就极为重要了。利用ERS-1/ALT的卫星风场资料，来研究南极极锋带(50° S)以南风场特征，为海洋水文动力学研究，特别是为风海流研究提供驱动力的背景场。

四、海浪观测

当高度计雷达脉冲信号传向海面时，脉冲前沿的反射首先来自波峰的反射，随后脉冲波与海面接触越来越多，来自于海面的反射面积也就越来越大，反射强度逐渐增强，回波信号呈线性增长，此后脉冲后沿到达海面，回波信号的强度增加到最大。海面受照射面呈一圆环形区，受照面积为常数。由于雷达天线有很好的方向性，随着卫星的运动，受照面积进一步偏离天底下方，其回波功率的平稳阶段很快开始衰减。

当海面为平静海况时，脉冲的回波信号在脉冲持续时间内逐渐增强，并达到最大值，当海面为粗糙海况时，脉冲的回波信号达到最大值所持续的时间比平均海况时长很多，波高越高，其回波信号所持续的时间越长。因此，可根据海面反射的脉冲回波前沿的斜率反演海面波高。

1．海面状态的描述可以通过三种形式：有效波高$H_{1/3}$、表面波动率谱、实际图像。

(1) 有效波高：使用短脉冲雷达高度计沿星下路径全天候地观测，能测1～20 m范围的有效波高$H_{1/3}$，准确度±1 m，平均相对误差是有效波高的±25%。

(2) 表面波功率谱：使用合成孔径雷达SAR全天候观测波长50 m以上，在以10°为间隔的所有传播方向上的海浪振幅平方值，精度同$H_{1/3}$。经过二维傅氏变换可以得到海浪的斜率谱。

(3) 图像：主要指海浪折射图，从应用角度看将比表面波功率谱更有用。也是采用合成孔径雷达(SAR)对大于50 m的波长在100 km的扫视宽度上成像，这种观测也具有接近全天候的能力。

2．高度计测波和风速的形式

高度计卫星根据其轨道高度确定自己的重复周期，确定自己的地面轨迹速度。一般地面轨迹速度达到5～10 km/s。高度计在行进过程中，每秒向其星下点发射1 000个短脉冲，平均后得到一个观测值。

3．高度计测波资料的物理学控制方法

海上的海洋要素的变化和时间变化都具有连续性，海面有效波高也有同

样的性质。当高度计卫星沿着轨道连续飞行时，掠过海面的波高连续地发生变化，其变化规律服从于波浪的动力学规律。

设风浪波高与风区的关系为：

$$\widetilde{H} = a\,\widetilde{x}^{b} \tag{16.3-1}$$

式中 $\widetilde{H} = gH/U^2$ 为无因次波高，$\widetilde{x} = gx/U^2$ 为无因次风区。

设参考点的风区为 x_0，波高为 H_0，控制点的风区为 x，波高为 $H = H_0 + \Delta H$，则有

$$\frac{\partial \widetilde{H}_0}{\partial x} = \frac{bH_0}{x_0} \tag{16.3-2}$$

$$H = \left(1 \pm b\,\frac{\Delta x}{x_0}\right) H_0 \tag{16.3-3}$$

式(16.3-3)中，Δx 为风区场中参考点与控制点之间的空间位置差，“+”表示沿卫星运动方向风区长度的增加，“-”表示沿卫星运动方向风区长度的减小，在高度计资料中，资料之间的最小距离一般为 6～10 km；x_0 为风区，一般大于数十千米；b 一般为 0.5～1。因此可以计算，$b\,\dfrac{\Delta x}{x}$ 一般为 0～0.5，保守估计不大于 1.0。

海面上的波浪往往是由风浪和涌浪构成的混合浪，而涌浪的空间变化率远小于风浪的空间变化率，因此可以说式(16.3-3)比较保守地表征了海面上两点之间的波高之间的关系，可作为高度计波高资料的控制标准。

4. 极值分布

海上工程和岸边工程常常关心波高的多年一遇分布，多年一遇的极值分布是建立在多年(不少于 15 年)波浪观测的基础上得到的。在海上工程关心的海域，往往没有所必需的多年观测序列，因此，这些海域极值波高的推算就面临许多困难。使用高度计测波资料，就可以解决此类问题。我们使用了尾部增强法，使用高度计测波资料推算了中国海及西北太平洋海域五十年、一百年一遇有效波高极值分布。其结果与麦岛、石岛、涠州岛等观测资料所推算的波高极值基本符合。(见图 16.3-2)

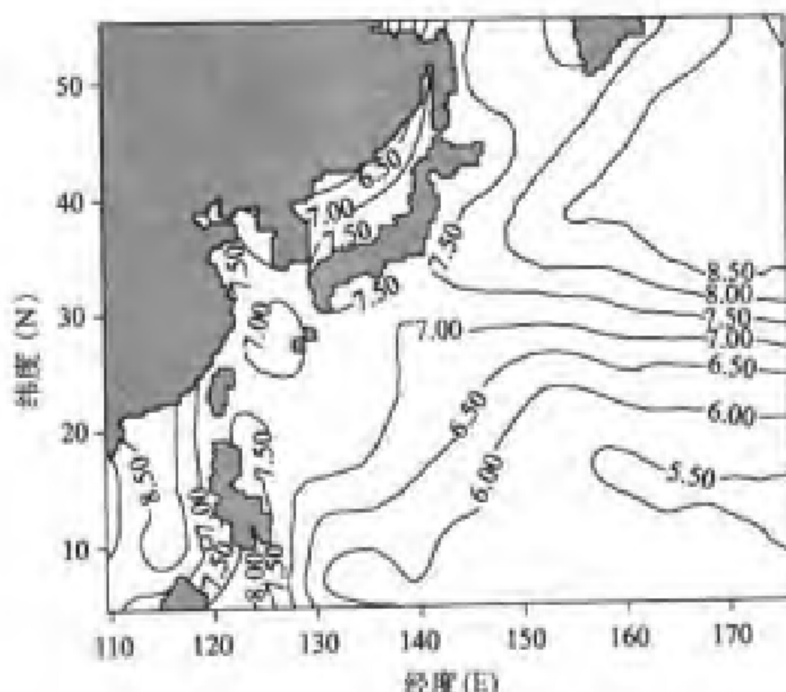


图 16.3-2　用卫星高度计资料推算的北太平洋 50 年一遇有效波高分布(韩书宗、王海龙、郭佩芳,2003)

五、海流观测

海洋中的海流主要受风力、引潮力和密度分布不均匀所驱动。在旋转地球上运动流体的表面相对于水准面产生倾斜,而坡度的大小正比于流速。在湾流、黑潮等西边界流处,坡度量级约为 10^{-5}(即每 100 km 升降 1 m)。而由地形效应和风应力所形成的海水升降流动通常极为缓慢;太空遥感尚无法感知其流速,但能识别这种现象和确定其位置,图 16.3-3 是测量海平面高度的 TOPEX 卫星的工作示意图。

测流主要使用雷达高度计,它是最具特色和潜力的主动式微波雷达系统。用它测出海面起伏、高低不平的"地形",即海平面与海洋大地水准面的差,也就是动力海洋上的海面动力高度(其值变化在 0～1.5 m 之间),准确度要求远大于 ±10 cm/s(Roemmich 和 Wunch,1982);而海流的位置误差约为几公里。藉助地转平衡方程,则可以算出地转流流速。

如果 Δh 为相对于大地水准面的海面高度,则地转平衡方程可写为:

$$fv = g\frac{\partial \Delta h}{\partial x} \tag{16.3-4}$$

$$fu = -g\frac{\partial \Delta h}{\partial y} \tag{16.3-5}$$



图 16.3-3 TOPEX 工作示意图

海面相对于大地水准面的斜率($\frac{\partial \Delta h}{\partial x}$, $\frac{\partial \Delta h}{\partial y}$)直接与表面地转流相关(典型的西边界流斜率为 1 m/100 km)。

图 16.3-4 中给出世界大洋海面高度分布。由图可以看出如下特点：

1. 在南北半球中低纬度的大洋区域，强流区主要集中在西部。北太平洋中纬度形成跨大洋尺度的反气旋式运动：西部以黑潮作为西缘，北以北太平洋流为界，南以北赤道流为邻，东部 150° W 以东区域，是加利福尼亚的弱流区。

南太平洋中纬度西部以东澳大利亚流作为西边界，然后形成空间尺度与北太平洋类似的反气旋式运动(南半球反气旋运动方向与北半球相反)。

2. 在临近赤道海域，形成跨赤道的赤道流和北赤道逆流。

3. 在以 60° S 为中心的南北海域，存在绕极的西风漂流。

4. 大西洋海面高度分布有和太平洋类似趋势。

5. 南印度洋存在明显的气旋涡。通过雷达可以探测到天空的飞机和海面的舰船，这些都是较大的目标物，其原理就是通过分析雷达回波来确定目标物。当时人们在探测海面舰船时就发现有一些不很清楚的杂波，后来研究人员经过仔细的

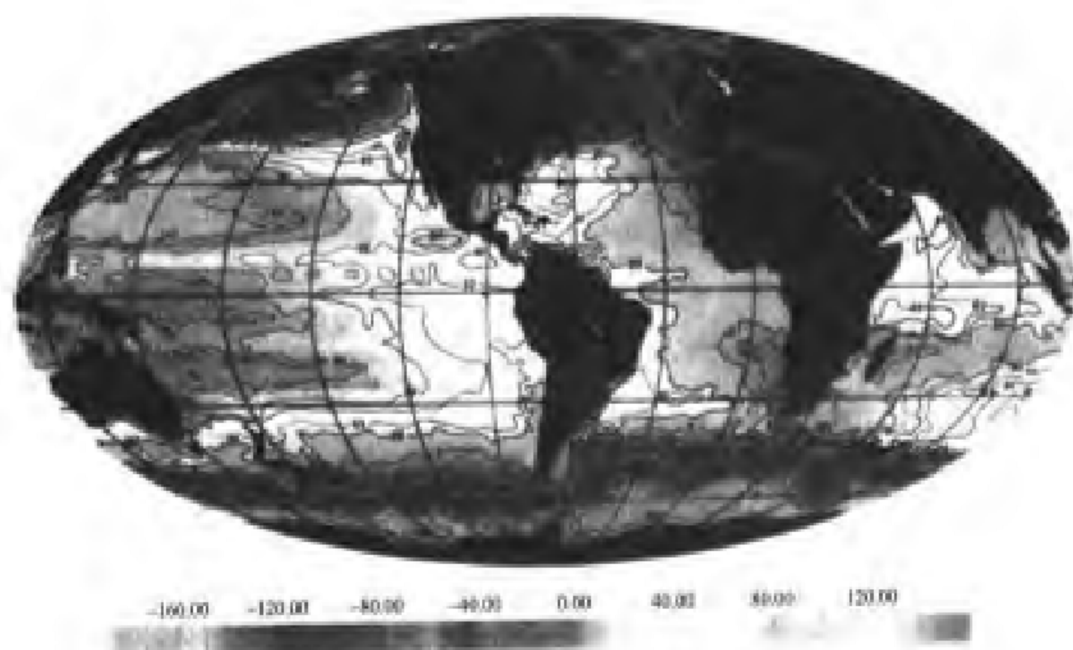


图 16.3-4 卫星高度计测得的世界大洋海平面图(见彩图 6)

研究发现这是海面状态的一些信息,如果将雷达的分辨率进一步提高,经过试验和计算就可以提取出海面状态的信息。雷达可以探测到的海面状态包括表层海流、海浪和海面风场。

雷达向海面发射一个单一频率的高频脉冲电磁波,该电磁波与海洋表面相互作用产生回波。回波信号的频率有一个微小的偏移,频率的偏移量包含了海洋表面流速的信息。当海表面没有流速,海面回波只受到重力波的影响时,回波信号的频率相对于发射频率有一个固定的频率偏移量,称为布喇格频移,它只与发射的电磁波的频率有关。如果海面存在流速,则回波信号的频率会在布喇格频移的基础上增加(或减少)一定量值的偏移,偏移量的大小与海流的大小和方向有关。当海流流向雷达时,频率增大,反之减小。通过计算发射电磁波和接收的回波,可以反演出海面的包括表层海流等的信息。

雷达又分为天波雷达和地波雷达。发射器发出的电磁波射向天空,经电离层反射到达海面,与海洋表面发生作用并反射回电离层,再次经电离层反射回来被接收,故得名天波雷达。显然天波雷达需要较大的发射功率,通常天线阵达几百米,其探测的范围也较大,而且雷达站可以建在离海面较远的地方。高频地波雷达是直接向海面发射电磁波并接收回波,通常采用双站即同时设置两台雷达进行工作;也可以采用单站,但分辨率和精度将相对降低。目前,美国的 CODAR 公司已有产品,国内也正在开发。

六、潮汐观测

固体地球和海洋上潮汐涨落的重力变化，会摄动卫星轨道。摄动量虽小，但是能观测到。通常利用精确的卫星轨道观测，计算潮汐球谐函数展开式中低阶系数，求出日潮和半日潮分量，以及更微小的长周期变化（倾角 i 和升交点）。

为了获得平均参数，利用开普勒参数（$a,i,e,\omega,\Omega,\theta$）的坐标系统，在一天时间内（或更长），每分钟计算一次星历表，将一分钟经过的一小段实际弧形轨道用一小段与其相切的椭圆轨道来近似，并求出相应的、相切的椭圆轨道的参数（称为相切轨道参数）。从相切轨道参数中减去所有以知的轨道摄动量（重力、太阳辐射压力和空气阻力），求得一组变化率明显减小的参数，再对此进行平滑、平均。

对于数百天的、一天一次的平均参数，a（椭球轨道半长轴）的精度为几厘米，i（轨道平面倾角）为百分之几弧秒，它是由于潮汐引起的。例如，M_2 分潮的摄动的结果，i 的变化周期为 10～20 d，变化幅度为 0.02～0.07 弧秒。其精度小于 10%（图 16.3-5）。从图 16-4 中可以看出，M_2 分潮产生一个周期为 10.5 d，幅度为 0.042 弧秒的摄动。

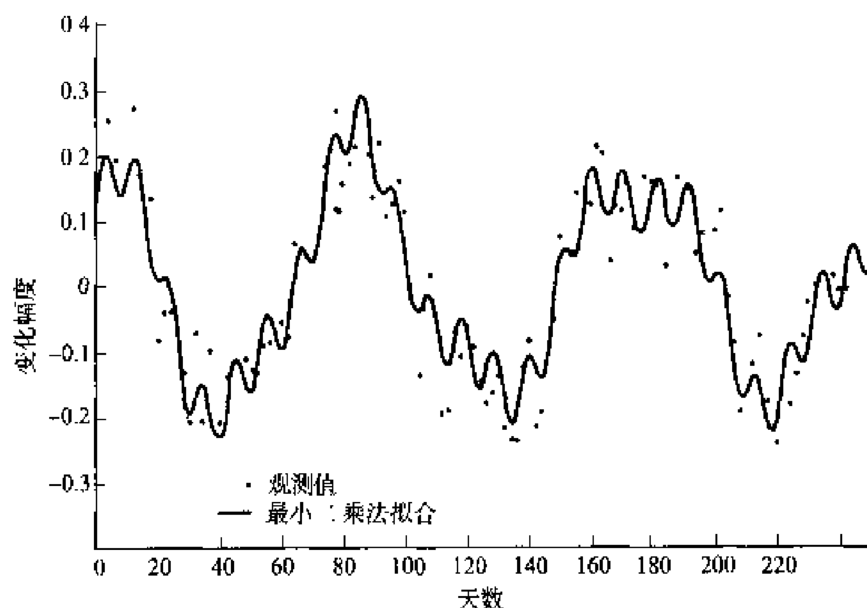


图 16.3-5　M_2 分潮对 Starlett 卫星轨道的影响（R.H.斯图尔特，1991）

固体地球和海水都会产生潮汐，都会对卫星轨道产生摄动。为了分别研究它们的作用，要各自建立它们的模式。采用雷达高度计的精确测高法，可在 ±25 cm 和 ±25°相角的范围内测定全日和半日周期的潮高。观测的间隔要

求在陆架上为 25 km，在大洋中为 100 km。通常要有近一年的资料才能完成全球潮汐观测。

七、水团观测

海洋水团的分类识别是个复杂问题。作为水团特征的不仅有海水的物理、化学结构，而且要有动力学结构乃至生物学结构。因此遥感观测水团的"窗口"包括红外、可见光和微波，而且必须采取多种传感器以便进行综合分析。红外传感器比较重要，因温度是水团研究中主要考虑的特征。多光谱摄影的图像分析有助于判断水团的初级生产力、污染甚至内波的情况。经过数据信息处理，可以得出各水团的配置、确定水团的边界（锋）以及分辨与中尺度涡相联系的冷核和暖核。

八、海洋水准面观测

海洋水准面是指仅受重力和地转偏向力作用的无运动的均匀海洋表面。显然由于地球水陆分布的不均匀，水准面并不是理想椭球面。如果有了水准面，则对海流、潮位、波高和风暴潮等都可以从实测水面与水准面的偏差算出。因此精确测出海洋水准面具有很重要的意义。

测量水准面要使用卫星高度计和精确定位方法，以 25 km 间隔的空间网格（指星下点路径组成的网格）进行。通过高度计资料、卫星轨迹的轨道分析联合海面常规潮位计观测值，最后形成覆盖大洋的精确水准面（±20 cm），水准面的高度是相对于地球理想的参考椭球面而言的。

九、浅海测深

海岸带由于地形复杂，很适宜于航空遥感，因此，航空摄影技术于 1850 年就开始应用了，至今已有 100 多年的历史。在第二次世界大战期间，出于军事的需要，航空摄影和侧视雷达在绘制海图和近岸水深测量中，首次应用成功。此后，一些岛屿、岩礁和浅滩的测绘就广泛应用了摄影技术。0.4～0.5 μm 的可见光波段，对海水穿透能力最大；如果用 0.7～0.9 μm 的航空摄影拍摄海岸线，水陆分界线极其明显。在彩色航空照片上，低潮时露出水面的岩礁和浅滩也是清晰可见的。用卫星遥感则是最近 20 年的事情。航天遥感技术用于海岸地貌下浅水地形研究的主要是可见光。如多光谱或彩色照相机、多光谱扫描器和海岸带色彩扫描器在透明度以内成像，再勾绘出浅海海图。精度是：水平分辨率可达 70 m 的量级，垂直分辨率为 2～5 m；当然海水必须足够清澈并且要有选定的基础实验成果作参照。

事实上，1969 年在 North Sea 当用真实孔径的 SLAR 探测海浪方向时，科研人员就发现了一种奇怪的现象。在 Rortterdam 港口附近杂乱的海面影像中出现了几条明亮的条纹，接近低潮时，条纹效果增强了。经过解译发现这是潮流作用下的海底地形的影像。然而探测到的这些发现在当时并没有引起重视，但在 1978 年 Seasat 的 SAR 图像在全球尺度上显示出这些效应时，情况发生了极大的变化，出现了大量的地形 SAR 影像纹理特征分析方面的文章。

SAR 影像中的重力波折射图和水深有着密切的关系，因此利用这个关系可定量获取水下地形信息。SAR 影像的浅水特征呈条纹状，对应着一般不超过 50 m 的水深，它们是浅水水下分布着的沙岸、沙脊和沙波的反映。在深水情形，许多 Seasat SAR 图像显示出波状的纹理特征，它们的"波长"一般是几千米，与 100 m 或 1 000 m 甚至更深的水深变化有关。

十、海冰观测

海冰遥感就是要确定不同类型的冰及其分布。海冰一般分为新冰、一年冰、多年冰、冰山和块冰等等，不同类型冰的冰龄及形成都是不同的。海冰贮藏的能量每年、每个季度都有变化。海冰预报人员非常关心海冰的形成、生长、移动、消亡等过程，有了这些资料，就可做出冰情预报。可用于提取海冰参数的遥感卫星有多种，包括 NOAA、BMS、ERS-1/2、Radarsat、Landsat 和 SPOT 等。从遥感器上可分为光学遥感器和微波遥感器。机载的雷达装置和星载的合成孔径雷达所取得的海冰图像均能分辨出一年冰、多年冰、速生冰、冰山、冰间水道等冰的特性，这是冰情预报不可缺少的资料。此外，热红外传感器和微波传感器也是获得有关海冰定量资料的有效工具。图 16.3-1 也同时提供了南极周边的海冰分布特征。因为是夏季，海冰范围大大缩小，但是仍然可以看出，南北方向冰区分布最广的 3 个海区，最大的是威德尔海，其次是罗斯海，普里兹湾居于第三。

十一、溢油污染遥感

石油污染的遥感主要是检测海面油膜。众所周知，各种物体都具有其本身的反射和辐射能量的特性，海水和油膜对外来辐射的反射和本身能量的辐射是各不相同的。海面油膜的遥感正是利用了海水和油膜的这种不同的反射特性。目前，航天遥感不仅可以测定海面油膜的存在，而且可以测定油膜扩散的范围、油膜厚度及污染油的种类（如原油或机油等）。Troy 和 Hollinger (1977)注意到，当利用 20～30 GHz 频段观测海洋时，0.1～2.0 mm 厚的 2 号

柴油油膜能使海面亮度温度变化 5～80 K，因为亮度温度变化与油膜厚度有关。

十二、泥沙、叶绿素观测

利用卫星的水色通道可以观测大河入海口泥沙的扩散和季节变化。由于泥沙颗粒比水分子大的多，所以能将可见光的黄色波段大量散射，因此，在多泥沙河口，海水呈黄色，色带的深浅（灰度）与泥沙浓度成正比，通过遥感可以测定泥沙浓度和分布。同时还可以确定海水中叶绿素浓度的分布，借以寻找渔场。海洋上初级生产力起因于单细胞植物，浮游植物，利用太阳光，借助叶绿素，把营养物质转化为植物物质。植物中叶绿素色素吸收光同植物本身还散射太阳光，这些过程使观测者向下观测海洋时所看到的海洋水色，与深蓝色，甚至几乎黑色的纯水相反，富饶的水域出现蓝－绿色，有时为红色（赤潮）。图 16.3-6 是黄河三角洲附近海域泥沙浓度分布。所用的卫片系 NOAA-7CH 波段，波长 0.58－0.68 μm。由图可以看出，沿着海岸是高泥沙含量区，由海岸向外逐渐递减。黄河口受涨潮流影响，高泥沙区向口门南面扩散。

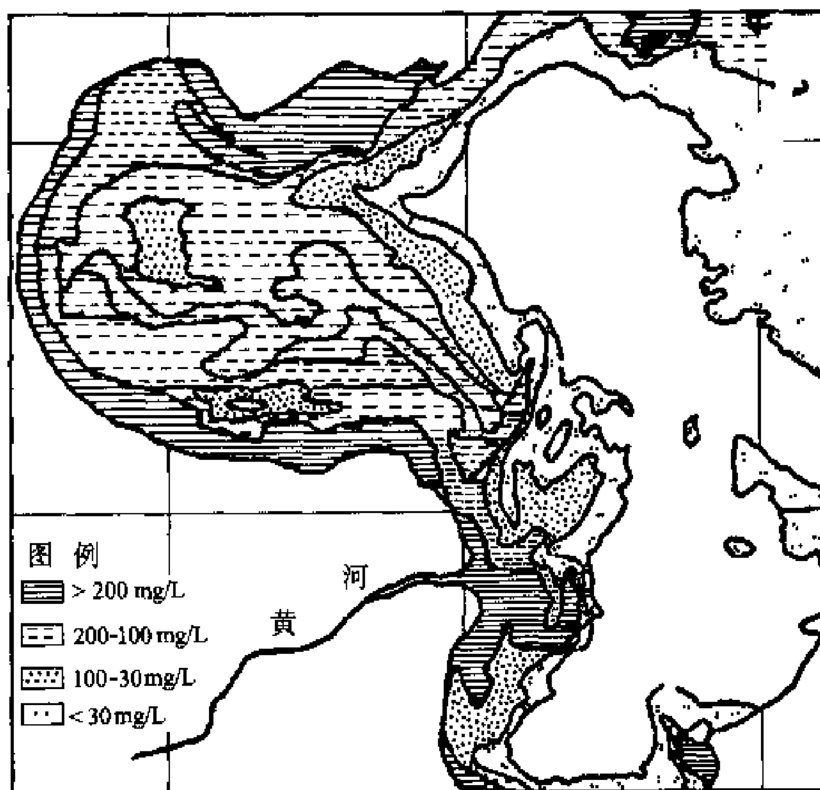


图 16.3-6　9/14 /1983 NOAA CH_1 卫片中泥沙浓度分布

十三、海雾的观测

由于雾生成时,环境能见度大大降低,对海上航行的所有船只速度都要减慢,甚至发生碰撞。所以海雾是海上和沿海地区灾害性天气之一。

1. 可见光与红外图像分析

在可见光图像上,层云/海雾的灰色阴影通常是白色或黑色,这要依它们的厚度和太阳高度而定。整体平整是其主要特征。

红外图像上(波长 10~12 μm),云层的阴影是灰或黑灰,表明是低(暖)云顶。用红外图像检测云层有些困难,因为云顶和地表温度差通常很小,有时甚至反过来:云(或雾顶)温度高于云层附近、无云遮盖的地表温度,从而图片上显示黑色的层云(或海雾)。在高纬度的冬天,此种情况经常出现。

如果云层顶端温度与地表温度差很小,用地球静止卫星单一的红外通道,也不能很好地显示平流层云(或海雾)的发展过程。只有那些运动频繁的流环有助于检测云和它们的运动。

2. 图像的联合分析

图像的联合分析,可以弥补单独用可见光或红外图像的不足。例如极轨卫星白天的 RGB 图像(兼有波长 0.6 μm、0.9 μm 和 10.8 μm,在 AVHRR 频道中,相应于 1、2 和 4 通道),即后来的 NOAA 124 图像,或者单个波长 3.7 μm、10.8 μm 和 12 μm 图像(在 AVHRR 频道中,相应于 3、4 和 5 通道),即后来的 NOAA 345 图像,在检测层云(或海雾)中都发挥很大作用。通道联合分析表明,当中、高云层存在时,低层的云也可以看到:透过中上层的云缝,可以看到黄色或者黑红色的低云。

陆地上空辐射的层云(或海雾)的边缘是尖而不规则,经常表现出陆地特征。例如,峡谷雾很容易看出来,因为它有随着峡谷等高线分布的柳枝状结构。在海洋上,层云(或海雾)的边缘是平滑的。比辐射雾具有更规则的边缘。区分层云和雾的另一种方法,是利用可见光图象:看图像是变化的还是基本不动,如果是前者,看到的可能是层云而不是雾。

极轨卫星相对静止卫星的先进和不先进,要看在层云(或海雾)的检测中作用。在 NOAA 极轨卫星上 AVHRR 仪器的较高空间分辨率,对于检测尺度相对小的层云(或海雾)是有用的。然而,地球静止卫星的较高的温度分辨率(除去极区)对于检测层云(或海雾)的运动(平流或者消散)又是优越的。地球静止卫星的最有效的应用是在白天。

3. 夜晚的双谱分析法(使用红外通道 4 和 2 亮温相减法)

在 GOES I－M 卫星之前，只有一个通道 4(CH_4)～10.7 μm 的长波红外窗口，能用来检测夜晚的雾或者低云。但是，这个通道不足之处在于，夜间表面辐射冷却，减低了地面和低层云之间热力反差，从而不能将低云与地面区分开来。而在 GOES I－M 卫星上，增加一个 3.9 μm 的短波通道 2(CH_2)，可以更好地监测低云高度和能见度。由于低层云(水体形成)在 CH_2 波段发射率比 CH_4 波段低，所以 CH_2 的亮温，要低于长波红外 CH_4 的亮温(约 39K)，CH_4-CH_2 为正值；相反，在卷云区 CH_2 对厚卷云的辐射更敏感，因此，它的亮温要高于 CH_4 亮温(60～120K)，CH_4-CH_2 为负值；而在无云区，这两个通道亮温相差无几。对于非常冷的云，如雷雨云的顶部，CH_2 波段信号变得很乱，CH_4-CH_2 的信号也相应乱起来，图像上黑白都有，呈斑块状出现。因此，两个通道亮温之差(CH_4-CH_2)的图形，可以得到最好的海雾信息。亮温的正值，相应于白的颜色，亮温的负值，相应于黑的颜色。后来研究表明，CH_2 和 CH_4 两个通道温差与云层厚度有关。我们可以应用适当的增强法(enhancement)估算出雾(或层云)的厚度。这个技术是一种近似，精度只有 50～100 m，如果高云层存在的话，还会出现似是而非的结果。图 16.3-7 是用上述方法给出的 2001 年 4 月 17 日黄海海雾的分布。

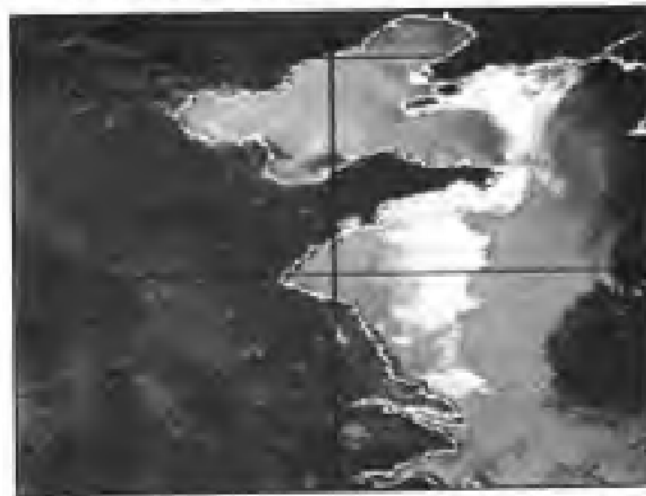


图 16.3-7 黄海海雾(鲍献文、王鑫，2003)

第十七章　展望21世纪物理海洋学的发展方向

人类从来没有经历过20世纪这样辉煌的发展，人类社会已经到了高度物质化和技术化的程度，可是许多困扰人类的问题也相继出现：陆地人口的拥挤，人类生活空间的大大缩小；由于环境，污染人类生活的环境质量愈来愈差；由于CO_2排放的加剧，导致全球的气候变暖和海平面的上升；人类的客观需求愈来愈多，而可供人类利用的陆地资源愈来愈少。面对着种种困难，物理海洋学也必须为全人类面临的问题进行不懈的努力。

一、世界物理海洋学发展方向

（一）全球海洋环流及其动力学

定量描述、认识全球海洋环流。其重点应放在：大洋环流及其驱动力和边界条件；研制海洋环流模式；与海洋环流有关的其他海洋过程；海洋环流与气候变化的关系等。由WCRP主持的世界海洋环流实验（WOCE）是研究海洋环流的核心计划。

（二）全球气候变化中的大尺度海气相互作用

人们认识到，如果不研究占地球表面积70%以上的海洋与大气之间的相互作用，地球大气科学和海洋科学就不可能得到发展，人类就不可能深入了解和预测现在居住的地球环境。海气相互作用的研究，基本上沿着大、中、小尺度相互作用三个方向进行。其中以大尺度的研究作为重点，就是分析大尺度海洋、大气过程中热力与动力的相互作用。目前，主要研究海洋对大尺度风应力的响应，大气对大尺度海洋温度波动的响应。这种大尺度相互响应，在天气异常、气候变化中起着重要作用。

（三）全球海洋通量研究

大气中CO_2含量的增加可导致全球温度的增高，这已是世界各国共同关心的问题。有人估计，燃烧矿物所释放的CO_2约有一半可被海洋吸收、转化和储存。因此，弄清海洋对大气中CO_2的吸收机制是全球变化研究的重要课题。为此，国际上组织并已启动了"全球海洋通量联合研究(JGOFS)"计划，我国亦已参加此项大型国际合作计划。

（四）海洋生态系统对全球变化的响应研究

1991年11月和1992年3月已被SCOR和IOC认可的"全球海洋生态系统的动力学研究与监测"(GLOBEC)计划即将启动，它主要研究在变化着的全球环境中，海洋生态系统将产生什么变化，特别是对海洋生物资源将产生什么影响。JGOFS的研究偏重于碳的生物地球化学、生态系统的初级和次级生产，而GLOBEC则着眼于整个海洋生态系。

（五）全球海洋岩石圈和地质过程研究

重点是研究上层岩圈、洋中脊地壳和热泉过程，研究控制海床和大陆架边缘的结构及形成有关的地质过程，以及这些地质过程对全球海洋环境和能源、矿物资源的影响。

（六）海岸带陆海相互作用研究(LOICZ)

其主要内容有：海岸带物质通量的动力学研究；海岸带各界面有机物质通量及其动力学变化研究；海岸带沉积动力响应过程研究；海岸带陆海相互作用模型。

（七）南大洋和南极重点地区环境资源研究

南大洋是指亚热带辐合带以南至南极大陆边缘的广阔的洋区。在全球海洋研究中，南极及其临近海域在全球能量循环中占有很大比重，其中南极绕极

流起着重要的输运作用。南极绕极流是全球海洋中惟一的环绕地球的纬向环流。由于不存在像西部边界流那样的经向边界，它在动力学上与其他强海流(如黑潮、湾流等)完全不同。现在已经知道，大洋环流和全球气候的南北不对称性与南极绕极流有关。对南极绕极流的连续观测，以及利用卫星进行海平面、温度和海面风的观测，将是海洋长期监测计划中不可缺少的环节。

在大洋深层水形成过程中，南极陆缘冰区是主要的源地之一。由于这个区域环境条件恶劣和观测技术所限，迄今为止，调查研究不多。已知这个海域的表层海水不断下沉，形成深层水团并在大洋深层缓慢向低纬度伸展，是大洋大尺度经向水循环的重要来源。这个过程对长时间尺度的气候变化有很强的影响，并影响全球大洋环流。由于南大洋的特殊的环境条件，形成了结构和功能独特的生态系统，大磷虾是南大洋生态系中的核心成员，大磷虾的资源变动对其他生物资源以及整个南大洋的物质循环起着重大的影响。例如，这里仅由大磷虾的粪便颗粒和蜕皮形成的垂直碳通量就高达 $8\times10^{8}\ t\cdot a^{-1}$。这不仅在南大洋碳循环中，就是在全球碳循环中也是不容忽视的部分。反过来，其他生物资源的变动和各种理化环境(如营养盐、水温、盐度、溶解氧以及海流、水团、锋面等)的变化也都直接影响着大磷虾的分布格局、虾群的集散，以及资源的动态变化等。

因此，深入开展对南大洋环境和资源的科学研究，不仅是合理开发利用磷虾的需要，也是研究南大洋物质循环和全球变化必不可少的。

(八) 北冰洋

北冰洋的寒冷气候是支配北半球陆地气候的主导因子，在全球气候演变中，北冰洋可能扮演重要角色。此外，北冰洋与大西洋和太平洋的水交换，北冰洋的生态系统对人类都具有重要的研究价值。

二、21 世纪前期我国物理海洋学主攻方向

(一) 研究重点海区

在未来 10～20 年时间内，我国物理海洋学研究重点仍然放在近海大陆架区域。这是因为：

一是，近海和大陆架是世界各国开发与研究的重点海域。我国近海和大陆架是世界资源丰富的区域之一，也是今后海洋开发的重点区域。海洋开发在我国国民经济中占有很重要的地位。

二是，我国近海陆架是世界上最宽的陆架之一，具有独特的区域海洋学特

征。在这个区域不仅有许多上升流和锋面区，而且有三条大河——黄河、长江、珠江注入其中，其入海输沙量占全世界22%，有人估计全球大洋沉积物中10%来自黄河和长江。如此巨量的颗粒物质和富含碳酸盐的河水入海，以及中国海广阔陆架的初级生产力活动，无疑对全球海洋碳及有关生源要素为中心的海洋通量、收支平衡、海水的物理化学性质、生态环境和海洋沉积过程都有重要影响和作用。

(二) 主要研究内容

1．环流及其动力学机制的研究

海洋环流是海洋科学研究中的基础课题，始终是物理海洋学研究之核心。随着环境问题日趋严重，陆架环流已成为当前海洋环境科学研究之焦点。

我国宽广的陆架是陆架环流盛行的区域。探讨这个海域的环流时空结构及其与河口或大洋环流的关系，是中国浅海物理海洋学中最基础、也是最核心的课题。

中国海陆架环流的研究对我国经济、环境和社会意义也是十分明显的。沿岸和港口工程建设迅速发展，环流及相伴的长期物质输运的研究对船舶航行、沉积物的输运、生态系统的变迁和海洋环境、甚至气候的预测等方面提供水动力学基础，从而对解决泥沙运移、养殖捕捞、建港筑坝、滨海石油污染和沿岸工程选址等许多实际问题做出贡献。

还应指出，中国海陆架环流的研究应隶属于20世纪90年代"世界大洋环流实验(WOCE)"计划的一个部分；其本身及相伴的输运过程研究也必将对"全球海洋通量的联合研究(JGOFS)"做出重要贡献。

2．小尺度海气相互作用研究

小尺度海气相互作用研究主要是阐明大气与海洋间的动量、热量、能量和水量的微观交换规律。这方面的研究在我国仍然是一个薄弱环节，今后应该给予加强。因为大尺度海气相互作用研究的深入开展，有赖于小尺度研究成果。另外，小尺度研究也为许多海洋过程的机制研究(例如海浪生成机制研究)提供依据。

3．物理海洋学相关科学研究

(1) 区域海洋通量研究

因为浅海及其边缘具有很高的初级生产力，所以，陆架边缘的海洋通量研究是国际JGOFS计划四大组成部分之一。同时，我国邻近海区大陆架广阔，海流显著，因此也是研究"沿岸带陆海相互作用(LOICZ)"的理想地区之一。

(2) 陆架区生物生产过程及生态系统动力学研究

生物生产过程是海洋中最积极、最活跃的过程,它与海洋中其他物理的、化学的、地质的过程相互影响并交织在一起,构成了海洋的大千世界。研究生物生产过程是揭示海洋变化与物质输运过程对资源环境作用的重要内容。

海洋中生命活动无处不在,无时不有。生物生产的同时对周围环境产生着巨大的影响,并与物理的和化学的各种过程耦合,对海洋乃至全球系统产生影响。例如,全球变化的核心问题是大气中 CO_2 的增加,而海洋对大气中 CO_2 的吸收和转移主要取决于"生物泵"的作用及其时空变化。实际上,JOGFS 计划和酝酿中的 GOEZS(全球海洋真光层研究)计划和 GLOBEC(全球海洋生态系统动力学研究与监测)计划都是以生物生产为核心内容。

海洋生物生产过程研究一直是国际上生物海洋学研究的重点和核心领域。它研究浮游植物通过光合作用进行初级生产的能力,有机物通过异养微生物的再生产,各级生产力的构成特点、转换效率、产量以及动态变化,有机物在系统间和界面间的交换和通量等等。

(3) 边缘海古环境与海洋学研究

我国大陆的边缘海是世界上规模最大、发育最好、历史最长的边缘海之一。板块构造的一系列理论问题,都需要在边缘海开展研究。我国也应以这一地区作为研究重点,并应有所突破。

我国大陆的边缘海被众多的岛屿所包围,海水通过一些峡沟与大洋相通。历史上海平面变化对这一地区的影响常常是灾难性的。在第四纪晚期,地球上发生的几次重要的气候事件引起的中国邻近海域的边界条件、环境格局和环境变化,至今尚未系统地、完整地研究过。当前要将全球变化思想应用到古海洋学中去,建立事件的演化历史。

此外,对现代海洋作用过程要进行监测,并联系动力场的特点,研究其机制和模式,其中突出的是海洋沉积作用、环境地质过程和灾害地质现象。这些机制和模式是解释古代地质现象的基础,因此仍将是今后海洋地质研究重点。

(4) 潮滩、海岸带沉积动力过程及生物地球化学过程的研究

潮滩位于海陆交换地带,是地球五大圈层——岩石圈、水圈、大气圈、生物圈和人类圈——界面交错之处,是地质过程、物理过程、化学过程、生物过程和人类活动交织并存的生态环境单元。潮滩贮存了丰富的物质资源,是人类开发利用海洋富有潜力和前景的前沿地带。近半个世纪来,由于科学技术的发展,人类对潮滩的开发规模不断扩大,程度不断加深。然而,因灾害性自然因素和人类活动中的短期行为,如滥伐红树林、过度围垦、倾废排污等,潮滩正面临侵蚀激化、污染毒化、资源退化、生态恶化的威胁。因此,世界沿海国家都把潮滩和海岸带的开发和保护作为地球科学研究和社会经济发展计划的重要组



成部分。

4. 海洋灾害基础研究

海洋灾害包括风暴潮、大浪、海冰、海平面上升、海洋污染、赤潮、海水入侵及地质灾害等。从海洋灾害的基础研究看，着重进行了风暴潮、海浪、海冰、海平面变化的现象、过程、机制、变化规律，以及数值模式研究，取得了一批成果，在提高海洋灾害预报的准确性和时效，以及灾害防范能力方面起到了重要作用。但是，由于海洋自然现象及其变化的复杂性，我们目前的观测研究和预测技术所限，迄今对海洋自然灾害现象、过程、机制及其变化规律，还有许多基本问题没有搞清楚，在很大程度上影响了对海洋灾害预报水平的提高。因此，进一步加强和深入进行灾害的基础研究也是我国海洋科学的重要前沿课题之一。

5. 积极参与世界重大海洋科学前沿研究，特别是与全球变化有关的海洋科学研究

全球环境与发展是当代国际社会的主题。海洋作为地球环境的重要组成部分，自然成为海洋科学研究的重大前沿课题。由于海洋地域辽阔，海洋中发生的各种现象和过程十分复杂，而且海水具有流动性，时空尺度差别很大，研究难度大，仅依靠一个或几个国家的研究，难以取得更大的进展。因此各国联合起来，对世界海洋科学的一些重大课题开展合作研究是各国海洋科学工作者的共识。

参考文献

[1] 柴扉,薛惠洁,侍茂崇.台湾海峡水平通量研究.见:中国海洋学文集(13).北京:海洋出版社,2002.168~177

[2] 柴扉,薛惠洁,许建平,侍茂崇,蒋松年.南海中北部海域主要环流及其季节演变.见:中国海洋学文集(13).北京:海洋出版社,2002.39~55

[3] 陈宗镛.长方形浅水海湾的一种潮波模式.海洋与湖沼,1965,7(2):85~93

[4] 陈宗镛.潮汐学.北京:科学出版社,1980.

[5] 仇德忠,杨天鸿,郭忠信.夏季南海北部一支向西流动的海流.热带海洋,1984,3(4):65~72

[6] 杜岚,侍茂崇.东中国海冬季环流四层模式.海洋学报,1994,16(6):28~39

[7] 方国洪,郑文振,陈宗镛,王骥.潮汐和潮流的分析和预报.北京:海洋出版社,1986.

[8] 方国洪.潮汐分析和预报的准调和分潮方法.海洋科学集刊,1974,9:1~15;1976,11:36~56;1981,18:19~39

[9] 方国洪等.潮汐和潮流的分析和预报.北京:海洋出版社,1986.

[10] 冯士筰.f—平面上的宽陆架诱导阻尼波.海洋学报,1979,1(2):177~192

[11] 冯士筰.大洋风生—热盐环流模型.山东海洋学院学报,1979,2:1~14

[12] 冯士筰.风暴潮导论.北京:科学出版社,1982.

[13] 高郭平,董兆乾.南极普里兹湾附近73°E断面水文结构及多年变化.中国海洋大学学报,2003,33(4):493~502

[14] 高郭平,韩树宗,董兆乾,杨仕英.南印度洋普里兹湾至澳大利亚斜航断面锋面结构及其变化.海洋学报,2003,25(6):9~19

[15] 管秉贤.南海北部冬季逆风流一些时空分布特征.海洋与湖沼,1985,16(6):429~437

[16] 管秉贤.南海暖流——广东外海一支冬季逆风流的海流.海洋与湖沼,1978,9(2):117~127

[17] 郭炳火,汤毓祥,葛人峰,林葵,邹娥梅,熊学军.台湾暖流和入侵陆架黑潮水的季节变化.海洋学报(增刊),2000,22:24~38

[18] 郭炳火,邹娥梅,熊学军,黄卫民.黄海东海水交换的季节变异.海洋学报(增刊),2000,22:13~23

[19] 郭飞,侍茂崇,夏综万.琼东沿岸上升流二维数值模型的诊断计算.海洋学报,1998,20(6):60~70

[20] 国家海洋局人事劳动教育司,国家海洋局成人教育中心.应用海洋学基础.北京:海洋出版社,1998.

[21] 国立极地研究所(日).南极海洋学.解思梅等译.北京:海洋出版社,1992.

[22] 韩树宗,王海龙,郭佩芳.利用卫星高度计资料进行多年一遇极值波高推算的方法研究.中国海洋大学学报,2003,33(5):657~664

[23] 贺明霞,侍茂崇,陈文中等.用 ERS-1 飞星散射计和高度计资料研究南极锋以南风场特征.青岛海洋大学学报(增刊),1995,25(88):344~358

[24] 赫崇本,汪阒祥,雷宗友,徐斯.黄海冷水团的形成及其性质的初步探讨.海洋与湖沼,1959,2(1):11~15

[25] 蒋德才.海洋波动动力学.青岛:青岛海洋大学出版社,1992.

[26] 景振华.海流原理.北京:科学出版社,1976.

[27] 乐肯堂.长江冲淡水路径的初步分析,Ⅰ.模式.海洋与湖沼,1984,15(2):157~166

[28] 李繁华等编著.山东近海水文状况.济南:山东省地图出版社,1989.

[29] 李立,吴日升,郭小钢.南海的季节环流 TOPEX/POSEIDON 卫星测高应用研究.海洋学报,2000,22(6):13~24

[30] 李立,伍伯瑜.黑潮的南海流套?——南海东北部环流结构探讨.台湾海峡,1989,8(1):89~94

[31] 李心铭.流体动力学.青岛:青岛海洋大学出版社,1996.

[32] 林葵,汤毓祥,郭炳火.黄海东海上层实测流分析.海洋学报,2002,24(6):106~114

[33] 侍茂崇,高郭平,鲍献文.海洋调查方法.青岛:青岛海洋大学出版社,2000

[34] [美] D.A.罗斯.海洋学导论.李允武译.北京:科学出版社,1984.

[35] [美] J.A.Knuss.物理海洋学导论.北京:科学出版社,1983.

[36] M.J.鲍曼,W.E.埃萨阿斯.沿岸过程中的海洋锋.许建平等译,侍茂崇校.北京:海洋出版社,1986.

[37] 苗育田,于洪华,许建平.斜航普里兹湾断面水温分布及温度锋特征.青岛海洋大学学报(增刊),1995,25(88):383~393

[38] 宁波海洋学校.海洋学.北京:海洋出版社,1986.

[39] 侍茂崇,陈春华,黄方,叶安乐.琼州海峡冬末春初潮余流特征.海洋学报,1998,20(1):1~7

[40] 侍茂崇,杜兵.1978 年国际实用盐标、1980 年国际海水状态方程的使用,给海洋水文计算中可能带来的修正.黄渤海海洋,1987,5(1):1~13

[41] 侍茂崇,贺明霞,陈文中等.南极海冰特征演变的卫星散射计资料分析.青岛海洋大学学报(增刊),1995,25(88):366~382

[42] 侍茂崇,刘安国等.石臼大港附近海区推移质运动的研究.海洋与湖沼,1983,14(6):591~598

[43] 侍茂崇,苗育田,于洪华.南印度洋 110°E 夏季锋区特征及其变化规律.青岛海洋大学学报(增刊),1995,25(88):394~405

[44] 侍茂崇,赵进平,孙月彦.黄河口附近水文特征分析.山东海洋学院学报,15(2):81~95

[45] 侍茂崇,赵进平等.黄河三角洲半日潮无潮区与水文特征分析.山东海洋学院学报,1985,15(1):127~136

[46] 侍茂崇,赵进平等.五号桩海区悬移质输送量的计算.山东海洋学院学报,1985,15(1):113~126

[47] 侍茂崇,赵松鹤等.海流观测与资料整理过程中主要误差引进.海洋湖沼通报,1990,2:17～23

[48] 侍茂崇.赤道暖池区流场对西风爆发的响应.青岛海洋大学学报(TOGA－COARE专辑),1993:127～136

[49] 侍茂崇.赤道重力陷波在近赤道区海流运动中的作用.青岛海洋大学学报(TOGA－COARE专辑),1993:1～9

[50] 侍茂崇.近岸异重流现象与观测.海洋调查,1983,第1期:5～11

[51] 侍茂崇等.赤道暖池区漂流浮标运动轨迹分析.青岛海洋大学学报(TOGA－COARE专辑),1993:89～98

[52] [苏]B.M.卡缅科维奇.海洋水文物理学.A.C.莫宁编,沈积均等译.北京:海洋出版社,1983.

[53] 孙文心,冯士筰等.超浅海风暴潮的数值模拟(Ⅰ).海洋学报,1979,1(2):193～211

[54] T.比尔.环境海洋学.陈明剑,郑全安,刘占英译,侍茂崇校.北京:海洋出版社,1992.

[55] 汤毓祥,邹娥梅,Lie Heung Jae.冬至初春黄海暖流的路径和起源.海洋学报,2001,22(1):53～63

[56] 汤毓祥,邹娥梅,李兴载,李载学.南黄海环流若干特征.海洋学报,2002,22(1):11～13

[57] 文圣常,余宙文.海浪理论与计算原理.北京:科学出版社,1984.

[58] 徐肇廷.海洋内波动力学.北京:科学出版社,1999.

[59] 许建平,苏纪兰.黑潮水入侵南海的水文分析Ⅱ,1994年8－9月观测结果.热带海洋,1997,16(2):1～23

[60] 许建平,薛惠洁,侍茂崇,刘增宏.1998年南海夏季环流与中尺度涡观测研究.见:中国海洋学文集(13).北京:海洋出版社,2002.178～187

[61] 薛惠洁,柴扉,侍茂崇.南海东北部黑潮的入侵流套及其环流.见:中国海洋学文集(13).北京:海洋出版社,2002.23～36

[62] [英]B.M.吉尔.大气海洋动力学.张立政,乐肯堂,赵徐懿译,乐肯堂校.北京:海洋出版社,1988.

[63] 杨海军,刘秦玉.南海上层水温分布的季节特征.海洋与湖沼,1998,29(5):501～507

[64] 叶安乐,李凤岐.物理海洋学.青岛:青岛海洋大学出版社,1992.

[65] 赵保仁,方国洪.东海主要水道流量估算.海洋学报,1991,13(2):168～178

[66] 赵进平,侍茂崇.半封闭矩形海湾中潮波反射问题及摩擦的影响.海洋学报,1998,10(3):259～269

[67] 陈春华,侍茂崇,杨宗严.海甸溪与海口湾水交换的关系.海洋湖沼通报,1997,71(1):1～5

[68] 邹娥梅,郭炳火,汤毓祥,李载学,李兴载.南黄海及东海北部夏季若干水文特征和环流分析.海洋学报,2001,32(3):79～86

[69] Al Zanaidi,M.A. and W.H.Hui. Turbulent air flow over water waves a numerical study. J.Fluid Mechanics,1984, 148:225～246

[70] Anderson, G.C. The seasonal and geographic distribution of primary productivity off the Washington and Oregon coasts. Limnol. Oceanogr., 1964, 9:284～302

[71] Aure, J. and R. Saetre. Wind effects on Skagerrak out flow. In: The Norwegian coastal current. R. Saefre and M. Mork ed. Univ. of Bergen, 1981.

[72] Banner, M.L. and W.K. Melville. On the separation of air flow over water wave. J. Fluid Mechanics, 1976, 77(4): 825～842

[73] Bao Xianwen(鲍献文), Wu Kejian(吴克俭), Luo Yiyong(罗易勇). Wave number and depth properties of temperature fine structure in the region around the Ryukyu islands. Chin. J. Oceanol. Limnol., 1999, 17(3):258～264

[74] Bao Xianwen(鲍献文), Fang Xinhua(方欣华), Liu Xuegang(刘学刚). Thermohaline fine structure and its relation with the water masses and currents system in the Northern East China Sea. Chin. J. Oceanol. Limnol., 1996, 14(2):128～134

[75] Bathen K.H. Heat storage and advection in the North Pacific Ocean. J. Geophys. Res., 1971, 76(3): 676～687

[76] Bernstein R.L., W.B. White. Time and length scales of baroclinic eddies in the Central North Pacific Ocean. J. Phys. Oceanogr., 1974, 4(4): 613～625

[77] Bigg P. H. Density of water in SI units over the range 0—40℃. British Jour. of Applied Physics, 1967, 18:521～524

[78] Bowman, M.J. and W.E. Esaias. Fronts, jets, and phytoplankton patchiness. In: Bottom Turbulence: proceedings of the 8th Liege International Colloquium on ocean hydrodyna mics. J. Nihoul ed. New York: Elsevier, 1977, 19:255～268

[79] Bradshaw A. L. and K. E. Schleicher. Electrical conductivity of seawater, in UNESCO Tech. Pap. In: Mar. Sci., 1981, 37:50～62

[80] Brink, K.H. Wind-driven currents over the continental shelf. The Sea, 1997, 10:3～20

[81] Bryan K. and L. J. Lewis. A water mass model of the world ocean. J. Geophys. Res., 1979, 84(c5):2503～2517

[82] Bryden H. L. New polynomials for thermal expansion, adiabatic temperature gradient and potential temperature of sea water. Deep Sea Res., 1973, 20(4): 401～408

[83] Budyko M. L. Climate and life. New York: Academic Press, 1974.

[84] Caldwell D. R., S. A. Eide. Adiabatic temperature gradient and potential temperature correction in pure and saline water: an experimental determination. Deep Sea Res., 1980, 27(1A):71～78

[85] Callahan J. E. Velocity structure and flux of the Antarctic Circumpolar Current south of Australia. J. Geophys. Res., 1971, 76(24):5859～5864

[86] Callanhan J. E. The structure and circulation of deep water in the antarctic. Deep Sea Res., 1972, 19(8):563～575

[87] Chakrabarti S. K. and R. P. Cooley. Statistical distribution of periods and heights of

ocean waves. J. Geophys. Res., 1977, 82(9):1363～1368

[88] Chen C. T. and F. J. Millero. Precise equation of state for seawater covering only the oceanic range of salinity, temperature and pressure. Deep Sea Res., 1977, 24(4):365～369

[89] Chen C.T., F.J.Millero.Speed of sound in seawater at high pressures. J. Acoust. Soc. of Amer., 1977, 62(5):1129～1135

[90] Chen C. T., F. J. Millero. The specific volume of seawater at high pressure. Deep Sea Res., 1976, 23(7):595～612

[91] Clarke R. A., Jean Claude Gascard. The formation of Labrador Sea water, Part Ⅰ: Large scale processes. J. Phys. Oceanogr., 1983, 13(10):1764～1778

[92] Cochrane J. D. The frequency distribution of water characteristics in the Pacific Ocean. Deep Sea Res., 1958, 5(2):111～127

[93] Cox, C.S. and H. Sandstrom. Coupling of internal and surface waves in water of variable depth. J. Oceanogr. Soc. Japan, 20th Ann., 1:499～513

[94] Csanady, G. T. The arrested topographic wave. J. Phys. Oceanogr., 1978, 8:47～62

[95] Csanady, G. T. The pressure field along the western margin of the North Atlantic. J. Geophys. Res., 1979, 84(c8):4905～4915

[96] Crease J. The specific volume of sea water under pressure as determined by recent measurement of sound velocity. Deep Sea Res., 1962, 9:209～213

[97] Chen Changsheng, R. O. Reid, W. D. Nowlin. Near-inertial oscillations over the Texas-Louisiana shelf. J. Geophys. Res., 1996, 101(c2):3509～3524

[98] Chen Changsheng, Liusen Xie. Numerical study of wind-induced, near-inertial oscillations over the Texas-Louisiana shelf. J. Geophys. Res., 1997, 102(c7):15583～15593

[99] Csanady, G. T. On the theories that underlie our understanding of continental shelf circulation. J. Oceano., 1997, 53:203～229

[100] Darwin G. H. Report of a committee for the harmonic analysis of tidal observations. Brit. Ass. For Adv. Sci., 1883:49～118

[101] Dauphinee T. M., J. Ancsin, H. P. Klein and M. J. Phillips. The electrical conductivity of weight diluted and concentrated standard seawater as a function of salinity and temperature, in UNESCO Tech. Pap. In: Mar. Sci., 1981, 37:28～41

[102] Davis, R. E. On prediction of turbulent flow over a wavy boundary. J. Fluid Mechanics, 1972, 5:287～306

[103] Defant A. Physical oceanography. Vol. Ⅰ, Ⅱ. Pergamon Press, 1961.

[104] Dietrich G., K. Kalle, W. Krauss, G. Siedler. General oceanography. 2ed. A Wiley Interscience Publication, 1980.

[105] Doherty B. T., D. R. Kester. Freezing point of seawater. J. Ar. Res., 1974, 32(2):285～300

[106] Dronkers J. J. Computations in rivers and coastal waters. Amsterdam: North-Holland Publishing Compang., 1964.

[107] Ebbesmeyer C. C., E. J. Lindstrom. Structure and origin of 18℃ water observed during the POLYMODE local dynamics experiment. J. Phys. Oceanogr., 1986, 16(3): 443～453

[108] Enfield, D. B. Zonal and seasonal variation of the near surface heat balance of the Equatorial Pacific Ocean. J. Phys. Oceanogr., 1986, 16(6): 1038～1054

[109] Fofonoff N. P. Computation of potential temperature of seawater for an arbitrary reference, pressure. Deep Sea Res., 1977, 24(5): 489～491

[110] Freeman J. C., L. Bear and G. H. Jung. The bathystrophic storm tide. J. Mar. Res., 1957, 16(1): 12～22

[111] Fukamachi, Y., J. P. McCreary and J. A. Proehl. Instability of density fronts in layer and continuously stratified models. J. Geophys. Res., 1995, 100: 2559～2567

[112] Gent, P. R. and P. A. Taylor. A numerical model of the air flow above water waves. J. Fluid Mechanics, 1976, 77(1): 105～128

[113] Garrett, C. Variable sea level and strait flows in the Mediterranean: A theoretical study of the response to meteorological forcing. Oceanol. Acta, 1983, 6: 79～87

[114] Gill, A. E. Atmosphere Ocean Dynamics. San Diego, Calif: Academic Press, 1982.

[115] Griffin, D. A. and J. H. Middleton. Coastal trapped waves behind a large continental shelf island, southern great barrier reef. J. Phys. Oceanogr., 1986, 16(10): 1651～1664

[116] Glasby G. P. Antarctic sector of the Pacific. Elsevier, 1990.

[117] Greenspan H. P. The generation of edge waves by moving pressure distribution. J. Fluid Mechanics, 1956, 1: 574～592

[118] Gregg M. C. Oceanic fine microstructure. Rev. Geophys. and Space Phys., 1975, 13(3): 586～593

[119] Halpern D. Observation of the deepening of the mind mixed layer in the North East Pacific Ocean. J. Phys. Oceanogr., 1974, 4(3): 454～466

[120] Hickey, B. M. The response of a narrow canyon to strong wind forcing. J. Phys. Oceanogr., 1997, 27(5): 697～726

[121] Hayes, S. P. and D. Halpern. Observations of internal waves and coastal upwelling off Oregon coast. J. Ar. Res., 1976, 34: 247～267

[122] Hermann, A. J., B. M. Hickey, M. R. Landry, D. F. Winter. Coastal upwelling dynamics, in coastal oceanography of washington and oregon. M. R. Landry and B. M. Hickey, ed. Elsevier, 1989.

[123] Hamon B. The East Australian Current, 1960－1964. Deep Sea Res., 1965, 12(6): 899～921

[124] Hasselmann, S., at al. Computation and parameterizations of nonlinear energy transfer in

a gravity wave spectrum. J. Phys. Oceanogr., 1985, 15(9):1369~1377

[125] Hough S. S. On the application of harmonic analysis to the dynamical theory of the tides. London: Phil. Roy. Soc., 1897, 1899, A189:201-257, A191:139~185

[126] Hughes R. L. The hydraulics of local separation in a coastal current with application to the Kuroshio meander. J. Phys. Oceanogr., 1989, 19(12):1809~1820

[127] Hurlburt H. E and J. D. Thompson. A numerical study of loop current intrusions and eddy shedding in gulf of Mexico. J. Phys. Oceanogr., 1980, 10(10):1611~1651

[128] Ivanoff A. Oceanic absorption of solar energy, in modelling and prediction of the upper layers of the ocean. E. B. Kraus, ed. New York: Pergamon Press, 1977:47~71

[129] Ito, H. Sea ice atlas of northern Baffin Bay. Special issue of Zuricher Geographische Schriften, 1982, 7

[130] James, I. D. A model of the annual cycle of temperature in a frontal region of the Celtic Sea. Estuarine and Coastal Marine Science, 1977.

[131] Jing Zhenhua(景振华), Shi Maochong(侍茂崇), Shen Jijun(沈积均). Prediction of ocean surface current velocity and application to meteorological navigation in the north Pacific. Chin. J. Oceanol. Limnol., 1990, 8(1):1~26

[132] Jing Zhen-hua(景振华), Shi Maochong(侍茂崇), Shen Jijun(沈积均). Coastal upwelling and coastal jets in continuously stratified seas. Chin. J. Oceanol. Limnol., 1987, 5(4):318~332

[133] Jocbs, S. An asymptotic theory for the tublent flow over a progressive water wave, J. Fluid Mechanics., 1987, 174:69~80

[134] Johannessen O. M., R. D. M. uench, J. E. Overland. The polar oceans and their role in shaping the global environment. American Geophysical Union, 1994

[135] Johnson, M. A. The NorthEast Pacific Ocean response to the 1982- 1983. J. Geophys. Res., 1990, 195(c5):7155~7166

[136] Julio Candela. The Barotropic tide in the strait of Gibraltar. The physical oceanography of sea strait, 1989:457~475

[137] Kang Y. Q. An analytical model of tidal waves in the Yellow Sea. J. Mar. Res. 1984, 42(3):473~485

[138] Killworth P. D. A two dimensional model of the formation of Antarctic Bottom Water. Deep Sea Res., 1973, 20(11):941~971

[139] Klinck, J. M. Geostrophic adjustment over submarine canyons. J. Geophys. Res., 1989, 94(c5):6133~6144

[140] Klinck, J. M. Circulation near submarine canyon: A modeling study. J. Geophys. Res., 1996, 101:1211~1223

[141] Kundu, P. K., J. S. Allen and R. L. Smith. Modal decomposition of the velocity field near the Oregon coast. J. Phys. Oceanogr., 1975, 5(4):683~704

[142] Lentz, S. J. The surface boundary layer in coastal upwelling regions. J. Phys. Oceanogr., 1992, 22(12): 1517~1539

[143] Lentz, S. J. Current dynamics over the northern califonia inner shelf. J. Phys. Oceanogr., 1994, 24: 2461~2478

[144] Lighthill, M. J. Waves in fluids. Cambridge: Cambridge University Press, 1978.

[145] Lentz. S. J. A description of the 1981 and 1982 spring transitions over the Northern California shelf. J. Geophys. Res., 1987, 92(d1): 1545~1567

[146] Longuet-Higgins M. S. On the distribution of the heights of sea waves: some effects of nonlinearity and finite band width. J. Geophys. Res., 1980, 85(c3): 1519~1530

[147] Longuet-Higgins M. S. On the statistical distribution of the height of sea waves. J. Mar. Res., 1952, 11(3): 245~266

[148] Mamayev O. I. Temperature-salinity analysis of world ocean waters. New York: Elsevier Scientific Publishing Company, Inc., 1975.

[149] Maochong Shi, Changsheng Chen, Qichun Xu and Huichan Lin. The Role of the Qiongzhou Strait in the seasonal variation of the South China Sea circulation. J. Phys. Oceanogr., 2002, 32(1): 103~121.

[150] McCreary, J. P., Y. Fukamachi, P. K. Kundu. A numerical investigation of jets and eddies near an eastern ocean boundary. J. Geophys. Res., 1991, 96(c2): 2515~2534

[151] Miller A. R. A study of mixing processes over the edge of the continental shelf. J. Mar. Res., 1950, 9(2): 145~160

[152] Mistsuasu, H. and T. Honda. Wind induced growth of water waves. J. Fluid Mechanics, 1982, 123: 425~442

[153] Mitsuyasu H. et al. Observations of the directional spectrum of ocean wave using a cloverleaf buoy. J. Phys. Oceanogr., 1975, 5(4): 750~760

[154] Mitsuyasu H. Measurement of the high-frequency spectrum of wind-generated waves. J. Phys. Oceanogr., 1977, 7(6): 882~891

[155] MODE Group. The mid-ocean dynamics experiment. Deep Sea Res., 1978, 25(10): 859~910

[156] Montgomery R. B, Water characteristics of Atlantic Ocean and of world ocean. Deep Sea Res., 1958, 5(2): 134~148

[157] Moores, C. N. K., C. A. Collins, R. L. Smith. The dynamic structure of frontal zone in the coastal up welling region off Oregon, J. Phys. Oceanogr., 1976, 6(1): 3~21

[158] Munk W. H. On the wind-driven ocean circulation. J. Meteor., 1950a, 7(2): 79~93

[159] Munk W. H. and G. F. Carrier. On the wind-driven circulation in ocean basins of various shapes. Tellus, 1950b, 2(3): 158~167

[160] Munk W., C. Wunsch. Ocean acoustic tomography, a scheme for large scale monitoring. Deep Sea Res., 1979, 26(2A): 123~161

[161] Munk W., F. E. Snodgrass, G. Carrier. Edge waves on the continental shelf. Science, 1956, 1:127~132

[162] Niiler, P. P. On the Ekman divergence in an oceanic jet. J. Geophys. Res., 1969, 74 (28):7048~7052

[163] Osborne, A. R. and T. L. Burch. Internal Solitons in the Andaman sea. Science, 1980, 208, (4443):451~460

[164] Phillips, O. M. On the dynamics on unsteady gravity waves of finite amplitudes. J. Fluid Mechanics., 1960, 9(2):193~217

[165] Pedlosky, J. A nonlinear model of the onset of upwelling. J. Phys. Oceanogr. 1978, 8(2): 178~187

[166] Phillips, O. M. On the generation of waves by turbulent wind. J. Fluid Mechanics, 1957, 2(5):417-445

[167] Pratt L. J. The physical oceanography of sea strait. Paris: Kluwer Academic Publishers, 1989.

[168] Pickard G. L. Descriptive physical oceangraphy. 3rd ed. Pergamon Press, 1979.

[169] Pingree, R. D. Turbulent convergent tidal fronts. J. Mar. Biol. Assn. U. K., 1974, 54:469~479

[170] Plant, W. J. The relationship between wind stress and wave slope. J. Geophys. Res., 1982, 87(c2):1961~1967

[171] Pond S. and G. L. Pickard. Introductory dynamic oceanography. Pergamon Press, 1978.

[172] Pond S. and Pickard. G. L. Introductory dynamical oceangraphy. Pergromon Press, 1983.

[173] Reid J. L., W. D. Nowlin. Transport of water through the Drake Passage. Deep Sea Res., 1971, 18(1):51~64

[174] Roberts J. Internal gravity waves in the ocean. NewYork: Marcel Dekker, Inc., 1975.

[175] Rey L, ed. The Arctic Ocean: The hydrographic environment and the fate of pollutants. London: Macmillan Press, 1982.

[176] Revelante, N., M. Gilmartin. The effects of Po River discharge on phytoplankton dynamics in the northern Adriatic Sea. Mar. Bio., 1976, 34:259-271

[177] Riley, D. S, M. A. Donelan and W. H. Hui. An extended miles theory for wave generation by wind boundary-layer. Meteorology, 1986, 22:209~225

[178] Robinson, I. S. Satellite oceanography: an introduction for oceanographers and remote-sensing scientists. U. K: Ellis Horwood ltd., 1985.

[179] Ryther, J. H., D. W. Menzel and N. Corwin. Influence of the Amazon River outflow on the ecology of the western tropical Atlantic I. Hydrography and nutrient chemistry. J. Mar. Res., 1967, 25(1):69~83

[180] R.B. Payne. A numerical method for a converging cylindrical shock. J. Fluid Mechanics., 1957, 3(2): 185～208

[181] Saik M. On the volume transport of the Kuroshio. Mar. Sci. Mon., 1985, 17: 267～273

[182] Shi Maochong(侍茂崇), Wang Xiaoqing(王筱庆) and Jing Zhenhua(景振华). Influence of the kuroshio on hydrography and hydrometeorology in the East China Sea nearshore region. Chin. J. Oceanol. Limnol., 1989, 7(4): 301～311

[183] Shi Maochong(侍茂崇) et al. Spectral analysis of tidal residual current. Chin. J. Oceanol. Limnol., 1992, 5(4)

[184] Shi Maochong(侍茂崇), Liu Anguo(刘安国), Wang xirui(王喜瑞) et al. The movement of bed load discharge near the shore of Shijiu Harbour. Chin. J. Oceanol. Limnol., 1985, 3(2): 212～223

[185] Snyder. R.L. and Cox. E.S. A fluid study of wind generation of ocean waves. J. Mar. Res., 1962, 102: 1～59

[186] Sverdrup H. U. Wind-driven currents in a baroclinic ocean, with application to the equatorial currents of the Eastern Pacific. Proc. Nat. Acad. Sci., 1947, 33(11): 318～326

[187] Sverdrup, H. U., M. W. Johnson and R. H. Fleming. The Oceans. New York: Prentice Hall, Inc., 1949.

[188] Shaw P T, Chao S Y, Liu K K, et al. Winter upwelling off Luzon in the northern South China Sea. J. Geophys Res., 1996, 101(c7): 16435～16448

[189] Tetsuo Yanagi, Kazuteru Yoshikawa. Generation mechanisms of tidal residual circulation. J. Oceano. Society Jap., 1983, 39: 156～166

[190] UNESCO, Tech. Rept. 6. World water balance: General scientific farmework of study. Paris, 1970.

[191] W. Van Leussen and J. Dronkers. Physical processes in esturaries. Verlag: Springer, 1988.

[192] Warren B. A. and C. Wunsch. Evolution of physical oceanography. Massa chusetts: MIT Press, 1981.

[193] Wen Shengchang(文圣常), Guo Peifang(郭佩芳). Theoretical wind wave frequency spectra in shallow water. Acta Oceanologica Sinica, 1988c, 7(3): 325～343

[194] Wen Shengchang(文圣常), Zhang Dacuo(张大错) et al. Parameters in wind-wave frequency spectra and their bearing on spectrum forms and growth. Acta Oceanologica Sinica, 1989, 8(1): 15～40

[195] Wen Shengchang(文圣常), Zhang Dacuo(张大错) et al. Theoretical wind wave frequency spectra in deep water, I. Form of spectrum. Acta Oceanologica Sinica, 1988a, 7(1): 1～16

[196] Winant, C., C. Dorman, C. Friehe and R. Beardsley. The marine layer off northern Cali-

forma: an example of supercritical channel flow. J. Atmos. Sci., 1988, 43:3588~3605

[197] Zhang Fan, Wang Wen Wenzhi, Huang Qizhou. Summery current structure in Bashi Channel. 见:台湾海峡及邻近海域海洋科学讨论会论文集.北京:北京海洋出版社, 1995:65~72

[198] Xing Bing Shi and lars Petter Roed. Frontal instabilities is a two-layer, primitive equation ocean model. J. Phys. Oceanogr., 1999, 29(5): 948~968

[199] Ye A. L. (叶安乐) and I. S. Robinson, Tidal dynamics in the South China Sea, Geophys. J. R. Astr. Soc., 1983, 72:691~707

[200] Zhao Jinping (赵进平) and Shi Maochong(侍茂崇). Study on short-range numerical forcasting of ocean current in the East China Sea – Ⅰ. Acta Oceanologica Sinica, 1993, 12, (3):335~345

[201] Zhao Jinping(赵进平) and Shi Maochong(侍茂崇). Study on short-range numerical forcasting of ocean current in the East China Sea Ⅱ. Acta Oceanologica Sinica, 1994, 13(2):173~188

[202] Zhao Jinping(赵进平), Shi Maochong(侍茂崇), Li Shixin(李诗新). Study on short-range numerical forecasting of ocean current in the East China Sea – Ⅲ, three dimension halocline anomaly forecasting model and its application. Acta Oceanologica Sinica, 1994, 13(3):311~324

[203] Zhao Jinping(赵进平), Shi Maochong(侍茂崇). Numerical modeling of three dimension characteristics of wind-driven current in the Bohai Sea. Chin. J. Oceanol. Limnol., 1993, 11(1):70~79

[204] Zhao Jinping(赵进平), Shi Maochong(侍茂崇) The divergence – convergence of surface current and its action on the Bohai Sea. Chin. J. Oceanol. Limnol., 1993, 11(2):135~148